Die Lultlchiffahrt

Dr. Raimund Rimfuhr

Digitized by Google

THE LIBRARY OF CONGRESS 1800
Class TL545
Book .N63
Copyright No.
COPYRIGHT DEPOSIT.

Verlag v… …nd Berlin

Naturw… …bliothek

…nd.

Die na… …l erstrebt in erster Linie …hen Unterricht und fr… …schäftigung der Schüle… …die Bändchen im Gegensatz … …ete Laien angelegten Sam… …einschlägigen Gebieten, di… …den Schülern verschiedenen Alters angemessen.

Um einigermaßen einen Anhaltspunkt der **Altersstufen**, für welche die einzelnen Bändchen bestimmt sind, zu geben, sei bemerkt, daß mit der Bezeichnung **„für jüngere Schüler" 10—13 jährige**, mit jener **„für mittlere Schüler" 14—16 jährige** und endlich mit der Bezeichnung **„für reife Schüler"** solche von **über 16 Jahren** gemeint sind.

Weit entfernt, eine Kopie des Lehrbuches zu sein, behandeln die Bändchen den betreffenden Stoff in anregender und leicht faßlicher Form, und zwar so, daß der Schüler das Wissen *selbsttätig* erlebt, sei es durch verständige *Beobachtung* auf *Wanderungen* in der engeren oder weiteren Heimat oder durch planmäßig angestellte *Versuche* zu Hause. Ferner sucht die Schülerbibliothek den Unterricht in Dingen zu ergänzen, die wegen Mangel an Zeit dort wenig Beachtung finden können, und endlich ist sie darauf bedacht, auch solche Zweige der angewandten Naturwissenschaft wie die *technischen Gebiete* hereinzuziehen, da es naturgemäß nicht wenige Schüler gibt, deren Neigung und Begabung nach dieser Richtung liegt. (Auch in diesen Bändchen wird stets an die entsprechenden unterrichtlichen Erfahrungen des Schülers angeknüpft.)

Wie aus obigem hervorgeht, erblickt die Schülerbibliothek ihre vornehmste Aufgabe in der Anregung zur *Selbsttätigkeit* und *produktiven Arbeit*, die wie keine andere geistige Beschäftigung schlummernde Kräfte und stille Talente zu wecken und zu fördern vermag. Der Schüler soll angeleitet werden zu sorgfältigem Über-

legen, Abwägen und Beobachten. Er soll einen Einblick bekommen in das Leben und Schaffen großer Forscher und Techniker, in Lebensbilder, die von Ausdauer, Geduld und Hingabe an eine große Sache sprechen. Somit will die Sammlung auch den humanistischen Bildungsmomenten in den naturwissenschaftlichen Fächern nutzbringend Geltung verschaffen.

Zunächst sind erschienen:

Physikalisches Experimentierbuch. Von Professor Hermann Rebenstorff in Dresden, Kgl. Kadetten-Korps. In 2 Teilen. I. Teil. Anleitung zum selbständigen Experimentieren für jüngere und mittlere Schüler. Mit 99 Abbildungen. [VI u. 231 S.] M. 3.—. [II. Teil unter der Presse.]

An der See. Geographisch-geologische Betrachtungen für mittlere und reife Schüler. Von Dr. P. Dahms, Professor am Realgymnasium zu Zoppot. Mit 61 Abbildungen im Text. [VI u. 210 S.] M. 3.—

Große Physiker. Bilder aus der Geschichte der Astronomie und Physik für reife Schüler. Von Direktor Professor Dr. Hans Keferstein in Hamburg. Mit 12 Bildnissen. [VI u. 234 S.] M. 3.—

Himmelsbeobachtung mit bloßem Auge. Für reife Schüler. Von Oberlehrer Franz Rusch in Dillenburg (Hessen-Nassau). Mit 30 Figuren im Text und 1 Sternkarte als Doppeltafel. [IV u. 223 S.] M. 3.50.

Geologisches Wanderbuch. Für mittlere und reife Schüler. Von K. G. Doll, Professor an der Oberrealschule in Freiburg i. B. In 2 Teilen. I. Teil. Mit 169 Abbildungen im Text und einer Orientierungstafel. Buchschmuck von W. Baden. [IV u. 294 S.] M. 4.—. [II. Teil in Vorbereitung.]

Küstenwanderungen. Biologische Ausflüge für mittlere und reife Schüler. Von Dr. D. Franz, Abteilungsvorsteher des Neurologischen Instituts zu Frankfurt a. M. Mit 92 Figuren im Text. [IV u. 166 S.]

Anleitung zu photographischen Naturaufnahmen. Für mittlere und reife Schüler. Von Lehrer Georg E. F. Schulz in Friedenau bei Berlin. Mit 41 eigenen photographischen Aufnahmen des Verfassers und einem Titelfarbendruck. [IV u. 204 S.]

Die Luftschiffahrt. Für reife Schüler. Von Privatdozent Dr. Raimund Nimführ in Wien. Mit 99 Figuren. [X u. 224 S.]

Unter der Presse * bzw. in Vorbereitung befinden sich:

Geograph. Wanderbuch. Von Privatdoz. Dr. Alfred Berg in Charlottenburg.

***Vegetationsbilder der Heimat.** Von Dr. Paul Graebner, Kustos am Kgl. Botan. Garten in Berlin-Gr.-Lichterfelde.

Frühlingspflanzen. Von Professor Dr. F. Höck in Perleberg.

Das Leben in Teich und Fluß. Von Professor Dr. Reinhold von Hanstein in Berlin-Groß-Lichterfelde.

Insektenbiologie. Von Oberlehrer Dr. Chr. Schröder in Berlin.

Schmetterlingsbuch. Von Oberstudienrat Dr. L. Lampert, Professor am Kgl. Naturalienkabinett in Stuttgart.

Das Leben unserer Vögel. Von Dr. Johann Thienemann, Kustos am zoolog. Museum der Universität Königsberg und Leiter der Vogelwarte Rositten.

Aquarium und Terrarium. Von Dr. F. Urban, Professor an der k. k. Staatsrealschule zu Plan.

Das Handwerk. Praktischer Handfertigkeitsunterricht. Von G. Scheidlen, Professor am Lessing-Realgymnasium zu Mannheim.

Chemie und Großindustrie. Von Prof. Dr. E. Löwenhardt an der Städt. Oberrealschule zu Halle a. S.

Große Chemiker. Von Professor Dr. O. Ohmann in Berlin.

Meteorologie. Von Gymn.-Oberlehrer M. Sassenfeld in Emmerich a. Rh.

Körper- und Geistespflege. Von Dr. med. Siebert in München.

Große Ingenieure. Von Privatdozent C. Matschoß in Berlin.

***Vom Einbaum zum Linienschiff.** Von Ingenieur K. Radunz in Kiel.

Biologisches Experimentierbuch. Von Oberl. Dr. C. Schäffer in Hamburg.

Dr. Bastian Schmids naturwissenschaftliche Schülerbibliothek
10

Die Luftschiffahrt

von

Dr. Raimund Nimführ

Für reife Schüler

Mit 99 Figuren im Texte

Leipzig und Berlin
Druck und Verlag von B. G. Teubner
1911

Digitized by Google

LL515
.N63

Copyright 1911
by B. G. Teubner in Leipzig.

Alle Rechte, einschließlich des Übersetzungsrechts, vorbehalten

©Cl. A for. 3783

Digitized by Google

Meinem hochverehrten Lehrer

Ernst Mach

in innigster Dankbarkeit gewidmet

Digitized by Google

Vorwort.

Unser Wissenstrieb findet darin noch keine volle Befriedigung, die Naturerscheinungen in ihrem Verlaufe bloß beschreibend kennen zu lernen, wir begnügen uns auch nicht damit, die Umstände zu erfahren, unter denen ein Ballon schwimmt, steigt und fällt, oder eine Flugmaschine zum Schweben und Fliegen gebracht werden kann. Erst wenn wir auch die Ursachen zu durchschauen vermögen und erkennen, daß die Erscheinungen des Schwebens und Fliegens schwerer Körper aus den uns bekannten allgemeinen Gesetzen der Mechanik und Physik sich als notwendige Folgen ergeben, ist unser Kausalitätsbedürfnis befriedigt.

Das vorliegende Buch will allen jungen Lesern ein getreuer Führer sein, die das ernstliche Bestreben haben, sich zum vollen Verständnis der physikalischen und meteorologischen Grundlagen der Luftschwimm- und Flugfahrzeuge durchzuringen. Der Verfasser war überall bestrebt, die physikalischen Erscheinungen möglichst anschaulich zu beschreiben, um dadurch das Verständnis zu erleichtern. Wer von unseren jungen Freunden die folgenden Ausführungen — von der ersten Seite an — aufmerksam studiert, der wird dadurch freilich noch kein Luftschiffer und kein Flieger werden, er wird aber die edle Freude genießen,

Digitized by Google

welche dem denkenden Menschen jede Vertiefung seiner wissenschaftlichen Erkenntnis der Naturerscheinungen bringt. Wenn der eine oder der andere der jungen Leser überdies noch angeregt würde, später — nach Vollendung seiner Studien — sich auch der praktischen Betätigung auf dem Gebiete der Luftschiffahrt und Flugtechnik zu widmen, so wäre der Zweck des Buches vollauf erfüllt. Nun „Glück ab!" und guten Erfolg, junge Luftschiffer in deutschen Landen!

Wien, am 25. Juni 1911.

Der Verfasser.

Digitized by Google

Inhaltsverzeichnis.

I. Schweben und Fliegen im luftfreien Raume. Seite

Die physikalischen Grundlagen des Schwebens und Fliegens . . . 1

II. Schweben und Fliegen mit Hilfe der atmosphärischen Luft.

1. Die physikalischen und meteorologischen Eigenschaften der atmosphärischen Luft 21
2. Die Gesetze des Luftwiderstandes und des Winddruckes. . . 49
3. Aërostatische Schwebe- und Flugvorrichtungen 76

Der gewöhnliche Kugelballon.

Vakuumballon 76
Der Heißluftballon. 84
Der Gasballon 85
Gleichgewichts- und Bewegungsgesetze des Gasballons. . 88

Der lenkbare Ballon.

Das Vortriebsproblem 97
Prallerhaltung der Ballonhülle 112
Allgemeiner Aufbau 114
Stabilisierung 116
Steuerung 117
Luftschiffführung 121

Systeme der Lenkballontypen.

Allgemeine Kennzeichen 124

Das starre System.

Lenkballontype Zeppelin 124

Das unstarre System.

Lenkballontype Parseval 125

Das halbstarre System.

Der deutsche Militärballon Groß-Basenach 128

Digitized by Google

Seite

4. Aërodynamische Schwebe- und Flugvorrichtungen 130
Das Fallschirmproblem 130
Das Gleitproblem 133
Der Drachenflieger 143
Der Schwingenflieger 149
Der Schraubenflieger 153

Die modernen Drachenfliegertypen.

Allgemeiner Aufbau 156
Antrieb 159
Stabilisierung 160
Steuerung 174
Einflächer und Zweiflächer 186

Literatur.

Deutsche Literatur zur weiteren Einführung in die sportliche und wissenschaftliche Luftschiffahrt und Flugtechnik und deren Hilfswissenschaften:

Emden, R. Grundlagen der Ballonführung, 1910.
Hann, J. v. Lehrbuch der Meteorologie. II. Aufl. 1905.
Huth, F. Luftfahrzeugbau. II. Aufl. 1910.
Lanchester, F. W. Aerodynamik, deutsch von C. u. A. Runge. 1909.
Linke, F. Aeronautische Meteorologie. 1911.
Nimführ, R. Leitfaden der Luftschiffahrt und Flugtechnik. II. Aufl. 1910.
Pöschel, J. Luftreisen 1908.
Popper-Lynkeus, J. Der Maschinen- und Vogelflug. 1911.
Vorreiter, A. Motoren für Luftschiffe und Flugapparate. 1910.

Weitere Nachweise auch der ausländischen Literatur sowie der luftschifferischen und flugtechnischen Zeitschriften finden sich in:

Moedebeck, H. W. L. Taschenbuch für Flugtechniker und Luftschiffer. III. Aufl., herausgegeben von Prof. Dr. R. Süring. 1911.
Braunbeck, G. Sport-Lexikon. II. Aufl. 1911.
Vorreiter, A. Jahrbuch der Luftschiffahrt. 1911.

Digitized by Google

Einleitung.

Die Erfindung der Fliegekunst müssen wir den größten Errungenschaften des Menschengeistes beizählen. Wir dürfen aber in den Luftfahrzeugen nicht etwa bloß ein neues Verkehrsmittel sehen, das dazu berufen sein könnte, einmal das Fahrrad, den Kraftwagen, die Eisenbahn oder das Dampfschiff zu ersetzen. Dies ist zwar eine sehr landläufige, aber doch kaum zutreffende Meinung. Jedenfalls sind wir heute noch ganz außerstande, eine wissenschaftlich begründete Voraussage zu wagen, ob die Luftfahrzeuge für die Fortbewegung über dem Festlande in zivilisierten Ländern je imstande sein werden, den Kraftwagen oder die Eisenbahn an Leistungsfähigkeit oder an Wirtschaftlichkeit zu übertreffen. Anders mag dies freilich für den Verkehr in unkultivierten Ländern, in den ungeheuren Wüsten Asiens und Afrikas oder den Urwäldern Amerikas sein, wo die Anlage von Straßen und Schienenbahnen unmöglich ist oder doch mit unerschwinglichen Kosten verbunden wäre. Dort werden die Luftfahrzeuge wenigstens teilweise die Aufgabe des Kraftwagens und der Eisenbahn erfüllen können, wenn schon nicht für den Transport von Massengütern, so doch zur Vermittlung der Post und für den Personenverkehr. Wenn wir also auch die praktische Bedeutung der Luftfahrzeuge in ihrer heutigen Entwicklung keineswegs überschätzen dürfen, beanspruchen diese vom rein intellektuellen, wissenschaftlichen Gesichtspunkte aus doch das größte Interesse jedes denkenden Menschen. Die Flugmaschine hat uns aus Flächenwesen, deren Bewegungen bloß auf die Oberfläche der Erdkruste beschränkt waren, zu Beherrschern des Raumes gemacht; wir haben die Urkraft der Schwere bezwungen und die Fesseln gesprengt, mit denen uns die allgemeine Gravitation an die Scholle gebannt hielt. Wir haben die grobe Materie überwunden und

Digitized by Google

können uns nun aufschwingen in das Reich des reinen Äthers, der Sonne entgegen, dem Urquell alles Lebens.

Ach! zu des Geistes Flügeln wird so leicht
Kein körperlicher Flügel sich gesellen.
Doch ist es jedem eingeboren,
Daß sein Gefühl hinauf und vorwärts dringt,
Wenn über uns, im blauen Raum verloren,
Ihr schmetternd Lied die Lerche singt,
Wenn über schroffen Fichtenhöhen
Der Adler ausgebreitet schwebt
Und über Flächen über Seen
Der Kranich nach der Heimat strebt."

Dieser uralte Trieb der Menschheit, die uns angeborene Fliegelust, macht die allgemeine intellektuelle Freude an der Schaffung der Flugmaschine erst verständlich. Beim Fliegen im Drachenflieger läßt das noch nicht zu bannende Gefühl der Unsicherheit die Wonne der Fliegelust nicht völlig genießen, dies ist gegenwärtig bloß bei Fahrten im Kugelballon möglich. Luftfahrten wirken auf jeden gebildeten Menschen, der sie nicht aus bloß geschäftlichen Beweggründen oder zur Befriedigung kleinlicher persönlicher Eitelkeit ausführt, erhebend, läuternd und veredelnd. Indem der Luftschiffer die Welt aus der Vogelperspektive kennen lernt und sieht, daß schon in Höhen von wenigen tausend Metern alle stolzen Bauwerke der Menschen, ja ganze Dörfer und Städte nur mehr bunten Flecken auf grünem Grunde gleichen, die man durch die ausgestreckte Handfläche bedecken kann, gewinnt er auch einen weiten — ich möchte sagen — philosophischen Standpunkt für die Beurteilung aller Weltgeschehnisse, der ihn über die Kleinlichkeiten des Alltags erhebt. Die Beschäftigung mit der Luftschiffahrt ist deshalb geeignet, auch den ethischen Charakter des gebildeten Menschen zu veredeln, sein Denken und Schauen zu schärfen, sein Wollen zu kräftigen.

Digitized by Google

I. Schweben und Fliegen im luftfreien Raume.

Die physikalischen Grundlagen des Schwebens und Fliegens.

Ein Stein, den wir hochheben, übt auf die Handfläche einen Druck aus; wir nennen ihn das Gewicht des Körpers. Wir legen um den Stein eine Schlinge und befestigen an dieser eine Schnur. Ziehen wir daran in lotrechtem Sinne, so wird der Druck auf die Handfläche geringer, er verschwindet bei entsprechend starkem Zuge vollständig. Der Gewichtsdruck wird also durch den entgegengesetzt gerichteten und gleich großen Schnurzug aufgehoben, wodurch der Körper scheinbar gewichtslos wird. Eine weitere Vergrößerung des Zuges in der Schnur hat zur Folge, daß der Körper von der Handfläche abgehoben wird und sich, entgegen der Richtung des Gewichtsdruckes, lotrecht nach oben bewegt.

Praktisch messen wir das Gewicht der Körper durch die Wage, indem wir den Druck eines bestimmten Rauminhaltes (1 cdm) eines ausgewählten Stoffes (Wasser) zur Maßeinheit nehmen.

Teilen wir einen Würfel, der aus einem gleichartigen Stoffe hergestellt ist, in zwei gleich große Teile, so halten diese einander auf der Wage das Gleichgewicht. Dasselbe gilt, wenn die Teilung beliebig fortgesetzt wird. Das Gewicht ist demnach eine Eigenschaft, welche den kleinsten Teilchen eines Körpers anhaftet und von der Art seines Gefüges und des Zusammenhanges der Bestandteile unabhängig ist. Körper aus chemisch verschiedenen Stoffen haben bei

Digitized by Google

gleichem Rauminhalt erfahrungsgemäß ungleiches Gewicht. Das Gewicht der Raumeinheit eines Stoffes nennen wir seine Dichte.

Der Gewichtsdruck eines Körpers ist keine völlig unveränderliche Größe, sondern abhängig vom Orte, an dem die Messung vorgenommen wird, und von dessen Höhe über der Erdoberfläche bzw. der Entfernung vom Massenmittelpunkte der Erdkugel. Mit der Annäherung an den Äquator und der Erhebung nimmt das Gewicht eines Körpers merklich ab. Infolge der Abplattung der Erde an den Polen bedeutet eine Annäherung an den Äquator eine Entfernung vom Erdmittelpunkte. Das Gewicht eines Körpers sinkt demnach mit der Zunahme des Abstandes des Wägungsortes vom Erdmittelpunkt. Auf einem anderen Weltkörper würde das Gewicht desselben Rauminhaltes eines Stoffes von dem auf der Erdoberfläche gemessenen völlig verschieden sein. Wir müssen deshalb die Eigenschaft des Gewichtes eines Körpers scharf trennen von der Masse eines Stoffes.

Wir befestigen an den beiden Enden eines Fadens zwei Körper mit gleichem Rauminhalt und aus gleichem Stoffe; den Faden führen wir über eine sehr leicht bewegliche Rolle. Die beiden Körper werden dadurch scheinbar gewichtlos; sie besitzen aber noch immer eine bestimmte Masse, deren Wirkung sofort in Erscheinung tritt, wenn wir versuchen, den einen der beiden Körper durch Ziehen oder Drücken in Bewegung zu setzen. Unter der Einwirkung eines bestimmten, gleich bleibenden Zuges oder Druckes, einer Kraft, gerät der eine Körper und infolge der Verbindung durch die Schnur auch der zweite in gleichförmig beschleunigte Bewegung. Teilen wir jeden an dem Faden hängenden Körper in die Hälfte, so beobachten wir, daß[1] (unter der Einwirkung derselben Kraft wie früher) die Beschleunigung jetzt auch nur mehr den halben Wert erreicht. Wir messen

Digitized by Google

deshalb die Massen der Körper durch die erzeugte Beschleunigung unter der Einwirkung derselben Treibkraft. Als Maßeinheit der Masse könnten wir jene der Raumeinheit eines beliebigen Körpers von gleichförmigem Gefüge nehmen. Durch Übereinkunft wurde als Maßeinheit die Masse von 1 cdm Wasser bei 4° C gewählt. Den Gewichtsdruck oder Zug, den die so festgelegte Masseneinheit an einem bestimmten Orte (Paris) ausübt, bezeichnen wir als 1 kg.

Beim freien Fall im luftleeren Raume würde jeder Körper eine unveränderliche Beschleunigung annehmen. Diese ist in Paris 9,81 (m/sec) oder rund 10 (m/sec). Als Einheit der Kraft nehmen wir jenen Druck oder Zug, welcher der Masseneinheit (1 kg) die Einheit der Beschleunigung (1 m/sec) erteilt. Unter der Einwirkung der Schwerkraft nimmt ein Körper nicht die Einheit der Beschleunigung (1 m/sec) an, sondern erfahrungsgemäß die Beschleunigung von rund 10 m/sec. Messen wir, wie dies gewöhnlich geschieht, die Kräfte durch Gewichte, so enthält demnach ein Körper, dessen Gewicht 1 kg beträgt, nicht auch die festgelegte Masseneinheit, sondern bloß den 10. Teil derselben (oder genauer 1/9,81 Masseneinheiten). Damit haben wir Maße für die Kräfte und die Massen gefunden und können nun die mechanischen Vorgänge beim Fall und Wurf von Körpern leicht zahlenmäßig beschreiben.

Wenn wir zwei gleich schwere Kugeln, die eine aus Blei, die andere aus Kork, zur gleichen Zeit aus derselben Höhe frei fallen lassen, so schlägt die Bleikugel merklich früher am Boden auf. 1 cdm Blei wiegt $11\frac{1}{3}$ kg, 1 cdm Kork rund $\frac{1}{4}$ kg. Die Korkkugel wird also bei gleichem Gewicht den mehr als 50fachen Rauminhalt der Bleikugel besitzen. Wir setzen die Verschiedenheit der Fallgeschwindigkeiten der beiden Kugeln auf Rechnung der fallverzögernden Wirkung der atmosphärischen Luft, welche beim Fall aus

Digitized by Google

der Bewegungsbahn weggeschafft werden muß. In einem vollkommen luftfreien Raum würden alle Körper, unabhängig von ihrer Masse, der Form und der Größe, mit derselben Fallbeschleunigung fallen; beim Fall im lufterfüllten Raume ist die Beschleunigung wesentlich abhängig von den Abmessungen und der Form des Fallkörpers.

Ein Körper von der Masse m (kg) übt an einem Orte, an dem die Freifallbeschleunigung g (m/sec) ist, auf seine Unterlage im Ruhezustande einen Druck p aus, dessen Maßzahl durch die Beziehung bestimmt ist:

$$p = m \cdot g \text{ (kg)}. \tag{1}$$

Senkt sich die Unterlage mit der Beschleunigung g', so vermindert sich das Gewicht des Körpers von p auf p' entsprechend

$$p' = m\ (g - g'). \tag{2}$$

Für $g' = g$ wird

$$p' = m\ (g - g') = 0.$$

Der Körper wird also scheinbar gewichtlos, sein Druck auf die Unterlage verschwindet, wenn diese mit der Freifallbeschleunigung sich senkt. Die Fallgeschwindigkeit v wächst erfahrungsgemäß proportional der Fallbauer, also

$$v = g \cdot t \text{ (m/sec)}. \tag{3}$$

Die Fallhöhe h nimmt im quadratischen Verhältnis mit der Fallbauer zu; es ist

$$h = \tfrac{1}{2}\, g \cdot t^2. \tag{4}$$

Setzen wir aus (3) $t = v/g$ in (4) ein, so folgt

$$h = \tfrac{1}{2}\, g \left(\frac{v}{g}\right)^2 = \tfrac{1}{2}\, \frac{v^2}{g}. \tag{5}$$

Diese Beziehungen für die Freifallgeschwindigkeit und die Fallhöhe im luftfreien Raume gelten für jeden beliebigen Körper unabhängig von seiner Masse m und seinem Gewicht p. Es fehlen deshalb diese beiden Größen in obigen

Digitized by Google

Gleichungen. Wir multiplizieren die beiden Seiten der Gleichungen (3) und (5) mit m und erhalten dadurch die weiteren Beziehungen

$$m \cdot v = m \cdot g \cdot t \tag{6}$$

und

$$m \cdot h = \tfrac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{v^2}{g}. \tag{7}$$

Multiplizieren wir noch beide Seiten von (5) und (6) mit g und setzen zufolge (1) $m\,g = p$, so wird

$$m \cdot v = p \cdot t \tag{8}$$

und

$$p \cdot h = \tfrac{1}{2} \cdot m \cdot v^2. \tag{9}$$

Den Ausdruck $m \cdot v$, das Produkt einer Masse und deren Geschwindigkeit bezeichnen wir als Bewegungsgröße und $p \cdot t$, das Produkt aus der Größe einer Kraft in deren Wirkungsdauer als Kraftantrieb. Weiter nennen wir $p \cdot h$, das Produkt des Gewichtsdruckes und der Sinkhöhe als Energie der Lage oder potentielle Energie und $\tfrac{1}{2}\,mv^2$, das halbe Produkt aus der Masse und deren Geschwindigkeit als Energie der Bewegung oder kinetische Energie.

Gleichung (9) besagt: Beim freien Fall im luftfreien Raume erscheint an Stelle der verschwindenden Energie der Lage ein gleichwertiger Betrag von Energie der Bewegung; es besteht demnach für jeden Punkt der Fallbahn die Beziehung:

$$m \cdot g \cdot h - \tfrac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = 0. \tag{10}$$

Beim Fall durch die Luft gilt obige Gleichung nicht mehr. Ist v' die der Fallstrecke h entsprechende Geschwindigkeit, so wird

$$m \cdot g \cdot h - \tfrac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 > 0. \tag{11}$$

Der Fehlbetrag an Bewegungsenergie $\tfrac{1}{2}\,m\,(v^2 - v'^2)$ ist an die in der Fallbahn befindliche Luft übertragen worden und hat die Bremsung des Falles von der Freifallgeschwindigkeit v auf v' bedingt.

Digitized by Google

Ein ruhender Körper von der Masse m übt gegen die Unterlage einen Druck p aus, dessen Maßzahl nach (1) gegeben ist durch $p = m \cdot g$ (kg). Wir lassen auf den Körper lotrecht nach oben eine Kraft a wirken; dadurch sinkt der Druck auf die Unterlage von p auf $p - a$. Verschwindet der Druck auf die Unterlage vollständig, ist also $p - a = 0$, so wird der Körper scheinbar gewichtlos; er kann in eine beliebige Höhe über dem Erdboden gebracht, nicht mehr sinken und wird bei der geringsten weiteren Vermehrung der Kraft a sogar fortgesetzt höher steigen. Die Kraft a, welche der Schwerkraft p entgegenwirkt, bezeichnen wir als **Auftrieb**. Wie können derartige Auftriebskräfte in einem luftfreien Raume erzeugt werden? Die folgenden Überlegungen haben bloß theoretische Bedeutung; sie sollen die prinzipielle Möglichkeit der Erzeugung von Auftriebskräften im luftfreien Raume erkennen lassen, wodurch dann das Verständnis der Vorgänge bei der Bewegung und der Auftriebserzeugung im lufterfüllten Raume wesentlich erleichtert wird.

Abb. 1. Stützkraft- und Auftriebserzeugung im luftfreien Raume.

Wir denken uns zwei gleichgroße würfelförmige Massen m, m lotrecht übereinandergestellt, so daß die Schwerpunkte S, S' in derselben Lotlinie liegen (Abb. 1). Die obere Masse bezeichnen wir als **Schwebekörper** A, die untere als **Stützkörper** B. Zwischen A und B stehe ein Mensch in gebückter Stellung, so daß seine Fußsohlen in der Mitte von B aufruhen und der Rücken gegen die Mitte der Unterseite von A gelehnt ist. Wir denken uns A und B mit dem dazwischen stehenden Mann dem freien Fall überlassen. Den Gewichts-

Digitized by Google

druck von A und B im Betrage G = mg können wir uns in den Schwerpunkten S, S' angreifend denken. Richtet sich der Mann aus der gebückten Stellung rasch auf, so erkennen wir, daß seine Füße gegen B drücken, während sein Rücken gegen A einen gleich großen Druck a ausübt entgegen dem Gewichtsdrucke G. Die Fallbeschleunigung von B muß deshalb erhöht, jene von A um ebensoviel vermindert werden. Der Schwebekörper A erfährt durch den Auftrieb a eine Gewichtsverminderung von mg auf mg — a, der Stützkörper B durch den Abtrieb a eine Gewichtsvermehrung von mg auf mg + a. Ist der Auftrieb a im Augenblicke des Fallbeginnes gleich dem Gewichtsdruck G = m · g des Schwebekörpers A, so wird dieser scheinbar gewichtslos, er kann, solange a den gleichen Wert beibehält, nicht sinken und muß deshalb in gleichbleibender Höhe im Schwebezustande verharren. Das Gewicht des Stützkörpers B wird scheinbar doppelt so groß, der Schwebekörper A scheinbar gewichtslos. Die Masse von B dient demnach dem Schwebekörper A als Stütze im Raume.

Vom Gewichte des Mannes wurde bisher abgesehen; dieses kann als ein Teil der Masse von A angesehen werden oder wir können uns den Mann auch als gewichtslos denken, da es sich hier bloß um eine prinzipielle Untersuchung handelt, bei welcher der Mann lediglich als Kraftquelle zur Erzeugung der Auftriebskraft in Betracht kommt.

Die Druckkraft, welche der Mann gegen den Stützkörper B ausübt, bezeichnen wir als Stützkraft und den Druck gegen den Schwebekörper A als Auftrieb. Wir fühlen unmittelbar, daß beide Kräfte immer gleichzeitig auftreten müssen und einzeln gar nicht erzeugt werden können.

Es ist natürlich nicht nötig, daß der Stützkörper B dieselbe Masse hat wie der Schwebekörper A. Es sei M die

Digitized by Google

Masse des Schwebekörpers und m jene des Stützkörpers. Soll das Gewicht des Schwebekörpers verschwinden, so muß dem Stützkörper dauernd eine Beschleunigung g′ lotrecht nach unten erteilt werden, entsprechend

$$M \cdot g - m \cdot g' = 0. \tag{12}$$

Daraus folgt

$$g' = g \cdot \frac{M}{m}. \tag{13}$$

Soll der Schwebekörper A dauernd in Schwebe bleiben, ohne zu sinken, so muß demnach im selben Maße, als die Masse des Stützkörpers kleiner genommen wird, die Beschleunigung, welche ihm durch die Stützkraft erteilt wird, zunehmen.

Statt durch die Muskelkraft eines Mannes können wir die Beschleunigung des Stützkörpers auch durch eine beliebige andere Kraftquelle erzeugen. Im Schwebezustande ändert der Angriffspunkt des Auftriebes seinen Ort im Raume nicht. Die Auftriebskraft leistet deshalb auch keine Arbeit. Da der Stützkörper mit der Beschleunigung g′ nach unten geschoben wird, leistet die Stützkraft Arbeit. Infolge der Beschleunigung g′ nimmt die Sinkgeschwindigkeit des Stützkörpers nach der Falldauer t den Wert v′ an; es ist

$$v' = g' \cdot t \tag{14}$$

und die in der Falldauer t durchfallene Höhe h′ wird

$$h' = \tfrac{1}{2}\, g' \cdot t^2. \tag{15}$$

Die Stützkraft hat demnach in der Zeiteinheit die Arbeit

$$L = m \cdot g' \cdot h' = \tfrac{1}{2}\, m\, g'^2\, t^2 \tag{16}$$

zu leisten oder auch

$$L = \tfrac{1}{2}\, m \cdot v'^2 = \tfrac{1}{2}\, m \cdot g'^2\, t^2. \tag{17}$$

Zufolge (13) erhalten wir weiter

Digitized by Google

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot m \left(g \cdot \frac{M}{m}\right)^2 \cdot t^2 \qquad (18)$$

und wenn wir $M/m = n$ setzen,

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot n^2 \cdot g^2 \cdot m \cdot t^2. \qquad (19)$$

Die Arbeit L wird einzig und allein zur Erzeugung der Stützkraft verbraucht, bzw. der mit ihr gleichen Auftriebskraft also zur Erzielung und dauernden Erhaltung des Schwebezustandes; wir nennen deshalb L die Schwebearbeit. Zufolge (18) wächst die Schwebearbeit im quadratischen Verhältnis der Schwebedauer und ebenso im quadratischen Verhältnis zur Masse des Schwebekörpers.

Denken wir uns die Masse des Stützkörpers immer größer werdend, so nimmt die erforderliche Schwebearbeit nach (19) im quadratischen Verhältnis ab. Nehmen wir als Stützmasse die ganze Erdmasse, so wird n und damit auch der Wert der Schwebearbeit verschwindend klein. Dieser Fall tritt ein, wenn der Schwebekörper durch eine unnachgiebige Stütze mit der Erdkruste in Verbindung steht. Der Gewichtsdruck des Schwebekörpers überträgt sich auf die Stütze; diese wird zusammengedrückt, bis die entstehende elastische Gegenkraft dem Körpergewichte das Gleichgewicht hält. Die Elastizität der Stütze bildet also die Energiequelle, welche die Schwebearbeit leistet. Diese bleibt aber für jede beliebig lange Schwebedauer verschwindend klein. Ist die Stützstange mit dem Gewicht eines erwachsenen Menschen (durchschnittlich 70 kg) belastet, so wird die Tragstütze durch die Belastung so lange zusammengedrückt, bis die elastischen Gegenkräfte den Betrag von 70 kg erreichen. Die Auftriebskraft wirkt dem Gewichtsdruck des Menschen entgegen, die Stützkraft wird durch das Unterende der Stütze auf die Erdkruste übertragen und sucht diese in Bewegung zu setzen. Die Masse der ganzen Erdkugel ist rund $10^{23} = 100\,000$ Trillionen mal so groß wie jene eines erwachsenen Menschen.

Digitized by Google

Die Beschleunigung, welche die ganze Erdmasse unter der Einwirkung der Stützkraft annimmt, wird deshalb verschwindend klein bleiben. Die Schwebearbeit wächst mit zunehmender Schwebedauer zufolge (19) im quadratischen Verhältnis. Es wäre deshalb immerhin möglich, daß bei längerer Schwebedauer die Schwebearbeit erhebliche Werte annehmen könnte. Auch die kleinste Kraft müßte ja bei beliebig langer Wirkungsdauer jeder noch so großen vollkommen starren und unelastischen Masse eine meßbare Geschwindigkeit erteilen. Die ganze Erdkugel ist nun aber keine vollkommen starre und unelastische Masse. Kräfte, die auf den Erdkörper übertragen werden, lösen deshalb elastische Gegenkräfte aus, welche Spannungen und Gegenspannungen in der Erdkruste erzeugen und eine Gestaltsänderung bedingen. Infolge dieser Unstarrheit der Erdkruste können die elastischen Stützkräfte der Erdmasse als Ganzes auch bei beliebig langer Einwirkung keine meßbare Geschwindigkeit erteilen. Die Schwebearbeit bleibt deshalb, unabhängig von der Zeitdauer des Schwebens, verschwindend klein.

Wir setzen $M = 50$, entsprechend einem Gewicht des Schwebekörpers von $M \cdot g = 50 \cdot 9{,}81 = 490{,}5$ oder rund 500 kg. Weiter sei $n = M/m = 10$, also $m = M/10 = 5$ und das Gewicht des Stützkörpers $m \cdot g = 5 \cdot 9{,}81 = 49{,}05$ oder rund 50 kg. Die Schwebedauer sei $t = 1$ sec. Dann folgt aus (18) die erforderliche Schwebearbeit

$$L = 10^2 \cdot \tfrac{1}{2} \cdot 5 \cdot 10^2 = 25\,000 \text{ mkg/sec.}$$

Um einen Körper vom Gewichte 500 kg mittelst eines Stützkörpers von 50 kg im luftfreien Raume nur 1 sec lang in Schwebe zu halten, wäre sonach schon eine Schwebearbeit von 25 000 (mkg/sec) erforderlich. Mit zunehmender Schwebedauer wächst die Schwebearbeit im quadratischen Verhältnis; sie wäre in unserem Beispiele nach 10 sec

Digitized by Google

Schwebedauer schon 2 500 000 mkg. Daraus folgt, daß es vom rein physikalischem Gesichtspunkte aus wohl möglich wäre, selbst im luftleeren Raume Körper von sehr beträchtlichem Gewichte in Schwebe zu halten, aber nur für ganz kurze Zeit.

Es bietet keine Schwierigkeit, Körper von erheblicher Masse (Geschosse) auf weite Entfernungen durch die Luft zu befördern. Ein zylindrisches Rohr R (Abb. 2) sei auf der einen Seite durch einen Deckel D geschlossen. In die Öffnung schieben wir eine knapp passende Kugel. Das Rohr sei in wagrechter Lage vermittelst einer in der Erdrinde steckenden Stütze unverrückbar befestigt. Wir bringen zwischen Deckel und Kugel eine Ladung Schießpulver und entzünden dieses. Die unter hoher Spannung sich bildenden Pulvergase üben, im Bestreben sich auszudehnen, gegen alle Wände des Behälters gleiche Drucke aus. Die Drucke gegen die Seitenwände des Rohres heben einander als gleich und entgegengesetzt auf. Der Druck gegen den Deckel überträgt sich auf die Stütze und wird durch die in ihr geweckten elastischen Kräfte aufgenommen. Durch den auf die Kugel von der Masse m wirkenden Druck p wird dieser die Beschleunigung g′ erteilt, welche zufolge (1) bestimmt ist durch $g' = p/m$. Hat die als unveränderlich angenommene Triebkraft p durch t sec gewirkt, so fliegt die Kugel mit der Geschwindigkeit v aus dem Rohr, welche gegeben ist durch $v = g' \cdot t$.

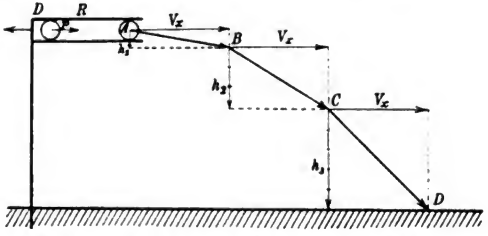


Abb. 2. Flugbahn beim wagrechten Wurf im luftfreien Raume.

Digitized by Google

Sowie die Kugel das Rohr verlassen hat, hört jede weitere Einwirkung der Treibkraft der Pulvergase auf. Die Kugel fällt aber erfahrungsgemäß nicht wie im freien Falle sogleich lotrecht zu Boden, sondern bewegt sich zunächst nahezu in wagrechter Linie weiter. Die wirkliche Bahn der Kugel können wir durch folgende Überlegung punktweise bestimmen. Die alltägliche Erfahrung lehrt, daß die Körper auch bei einer sehr raschen Verschiebung in wagrechtem Sinne (z. B. im Wagen eines Eilzuges) ihr Gewicht nicht ändern. Auch die feinsten Messungen lassen keine merkliche Gewichtsänderung erkennen. Wir müssen deshalb allgemein annehmen, daß die Schwerkraft in ganz gleichem Maße zur Wirkung kommt, ob die Kugel in bezug auf einen gegebenen Erdort in Ruhe ist oder sich nach beliebiger Richtung bewegt. Der aus der Öffnung des Rohres wagrecht hinausfliegenden Kugel wird deshalb durch die Schwerkraft dieselbe Beschleunigung g (m/sec) lotrecht nach unten erteilt werden wie beim lotrechten Fall. Nach der Zeit t wird die lotrechte Komponente v_y der Geschwindigkeit der Kugel, ganz unabhängig von deren Masse, gegeben sein durch

$$v_y = g \cdot t,$$

und die Fallhöhe, gleichfalls unabhängig von der Masse der Kugel,

$$h = \tfrac{1}{2} \cdot g \cdot t^2.$$

Für $t = 1$ sec wird $h_1 = \frac{1}{2} \cdot g = \frac{1}{2} \cdot 9{,}81 = 4{,}905$ oder rund 5 m. Die wagrechte Geschwindigkeit v_y, welche das Geschoß am Ende des Rohres besitzt, behält dieses bei der Bewegung durch den luftleer gedachten Raum bei. Jede Abnahme der Geschwindigkeit würde die Leistung einer Arbeit, also den Verbrauch einer Energie bedingen, und dazu ist bei der Bewegung durch einen luftfreien Raum kein Anlaß. In wagrechter Richtung bewegt sich demnach das Geschoß mit gleichförmiger Geschwindigkeit, in lotrechtem Sinne wächst die

Digitized by Google

Fallgeschwindigkeit im selben Maße wie die Falldauer. Der Weg des Geschosses wächst in wagrechtem Sinne im selben Maße wie die Bewegungsdauer und in der Lotrechten im quadratischen Verhältnisse zur Falldauer. Am Ende der ersten Sekunde ist der Weg in wagrechtem Sinne bestimmt durch die Maßzahl der Geschwindigkeit v (m). Bilden wir aus den in wagrechtem und lotrechtem Sinne zurückgelegten Wegstrecken v_y und h_1 ein Parallelogramm, so gibt der Endpunkt B der vom Rohrende gezogenen Diagonale AB den Ort des Geschosses am Ende der ersten Sekunde an. In der zweiten Sekunde legt das Geschoß in wagrechtem Sinne wieder eine Strecke, entsprechend der Maßzahl von v_y, zurück. Die Fallhöhe h_2 am Ende der zweiten Sekunde ist viermal so groß geworden. Bilden wir aus den beiden Wegstrecken wieder ein Parallelogramm, so erhalten wir im Endpunkte C der Diagonale den Ort, an dem sich das Geschoß am Ende der zweiten Sekunde befindet. Diese Konstruktion können wir so lange fortsetzen, bis das Geschoß wieder den Boden erreicht hat.

Die so erhaltene, gebrochene Linie gibt aber nur ein angenähertes, rohes Bild der wirklichen Fallbahn des Geschosses. Wollen wir diese genauer erhalten, so brauchen wir bloß die Zahl der Bahnpunkte genügend zu vermehren, indem wir nicht die Wege pro Sekunde, sondern die in $^1/_{10}$ oder $^1/_{100}$ Sekunde zurückgelegten Strecken verwenden. Man findet dann, daß die Bahn eine Parabel ist, deren Scheitel im Anfangspunkte der Bewegung liegt.

Ist H die mögliche Fallhöhe, so trifft das Geschoß zufolge 4 wieder am Boden auf nach der Zeit T, gegeben durch $T = \sqrt{2\,g \cdot H}$; die während dieser Zeit in wagrechtem Sinne zurückgelegte Strecke ist

$$W = v_x \cdot T = v_x \cdot \sqrt{2\,g\,H} \text{ (m)}. \qquad (20)$$

Digitized by Google

Bei gegebener Fallhöhe H können wir die Wurfweite zufolge (20) durch Vergrößerung der Wurfgeschwindigkeit (v_y) oder auch durch Verminderung des freien Falles (g) erhöhen. Durch beide Verfahren wird eine Streckung der Wurfparabel erzielt. Lassen wir die Wurfgeschwindigkeit immer mehr wachsen, so wird, wenn wir die Bahn des Geschosses in derselben Weise wie früher bestimmen, die Entfernung des Geschosses vom Massenmittelpunkte der Erde am Ende der ersten Sekunde schon merklich größer sein als zu Beginn der Bewegung. Dieser Unterschied wird schließlich so groß werden, daß er der Fallhöhe des Geschosses in der ersten Sekunde gleich ist. Rechnen wir die Höhen von der Erdoberfläche aus, so hat das Geschoß am Ende der ersten Sekunde sich scheinbar gar nicht gesenkt. Da die Geschwindigkeit in wagrechtem Sinne bei der Bewegung durch den luftfreien Raum ihren Wert nicht ändert, gelten für die zweite Sekunde Falldauer dieselben Verhältnisse. Infolge der Erdkrümmung entfernt sich das Geschoß, das die geradlinige Bahn beibehält, vom Erdmittelpunkte. Durch die Schwerebeschleunigung wird es diesem wieder genähert. Ist der Fall zum Erdmittelpunkte gleich der Entfernung von diesem, so bleibt das Geschoß auch in der zweiten Sekunde Falldauer von der Erdoberfläche gleich weit entfernt. Dieselben Verhältnisse bleiben auch während der dritten Sekunde bestehen usf. Das Geschoß behält also unter den gemachten Voraussetzungen stets die gleiche Entfernung von der Erdoberfläche. Es fliegt wie ein Trabant um diese in kreisförmiger Bahn fortdauernd herum. Die Rechnung ergibt als Grenzwert der Wurfgeschwindigkeit, bei welcher der Fall zur Erdoberfläche verschwindet $v_s = 7900$ m/sec oder rund 8000 m/sec.

Ist M die Masse, also $M \cdot g$ das Gewicht des Geschosses, so steckt in diesem bei der Geschwindigkeit v_s, die wir als die

Digitized by Google

Schwebegeschwindigkeit im luftfreien Raume bezeichnen, die Bewegungsenergie

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot M \cdot v_s^2.$$

Die Erzeugung dieser Bewegungsenergie erfordert einen ebenso großen Betrag an Arbeit.

Wir setzen wieder $M = 50$, also das Gewicht des Geschosses $M \cdot g = 500$ kg.

Dann wird

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot 50 \cdot 8000^2 = 16 \cdot 10^8 \text{ mkg}.$$

Dieser einmalige Arbeitsaufwand würde demnach im luftleeren Raume genügen, das Geschoß unbegrenzt lange um die Erde herumzutreiben; eine besondere Schwebearbeit wäre nicht mehr zu leisten. Nach diesem Ergebnis könnte folglich eine beliebig schwere Masse ohne den Aufwand einer besonderen Schwebearbeit unbegrenzt lange im luftfreien Raume in Schwebe gehalten werden, falls die Masse mit der angegebenen Schwebegeschwindigkeit in wagrechtem Sinne abgeschossen würde. Dieses Resultat steht scheinbar in Widerspruch mit den früheren Ausführungen, denen zufolge ein dauerndes Schweben ohne Verwendung eines Hilfskörpers, der dem Schwebekörper die Stütze im Raume verschafft und dessen Schwere aufhebt, nicht möglich dünkt. Wir werden sehen, daß die Zentrifugalkraft in vorliegendem Falle dem Geschosse die Stütze im Raume verschafft.

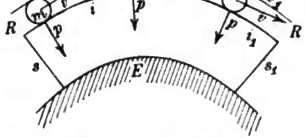


Abb. 3. Flug in gekrümmter Bahn im luftfreien Raume.

Wir denken uns um die Bahn des Geschosses eine Röhre RR (Abb. 3) gelegt, welche durch feste Stützen s, s_1 mit der Erdrinde E verbunden ist. Der Durchmesser der Röhre

sei so bemessen, daß das Geschoß allseits an den Wänden anliegt. Die Reibung sei aber so gering, daß wir sie außer acht lassen können. Die freie, ungezwungene Bahn der Kugel wäre die gerade Linie. Durch die Krümmung des Rohres wird die Kugel aber gezwungen, unausgesetzt ihre Bewegungsrichtung zu ändern. Sie wird deshalb gegen die äußere Wandung w, w_1 des Rohres einen fortdauernden Druck k ausüben, der in jedem Punkte auf der Wand des Rohres senkrecht steht. Wir bezeichnen diese Druckkraft als Zentrifugalkraft; sie tritt überall dort auf, wo eine bewegte Masse durch irgendeinen Zwang (hier die Rohrkrümmung) unausgesetzt aus ihrer freien geradlinigen Bewegungsbahn abgelenkt wird.

Der Druck gegen die äußere Rohrwand wird um so größer sein, je größer die Geschwindigkeit des Geschosses ist und je rascher die Ablenkung erfolgt, je stärker also die Krümmung der Bahn ist. Ist v (m/sec) die Geschwindigkeit, m die Masse des Geschosses und r (m) der Halbmesser des Kreises, den der Massenmittelpunkt der Kugel beschreibt (hier der Halbmesser der Erde), so besteht zwischen obigen Größen und der Zentrifugalkraft k die zahlenmäßige Beziehung

$$k = \frac{m \cdot v^2}{r} \text{ (kg)}. \qquad (21)$$

Durch die Schwerkraft (Gewichtsdruck) des Geschosses wird gegen die Innenwand i, i_1 des Rohres der Druck p ausgeübt, der auf der Wand in jedem Punkte senkrecht steht. Es ist

$$p = m \cdot g.$$

Sind die beiden Drucke p und k einander gleich, so heben sie sich auf. Wir können in diesem Falle das Rohr ganz entfernen, ohne daß dadurch die Bahn der Kugel im geringsten geändert würde. Die Gleichgewichtsbedingung lautet also

Digitized by Google

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = m \cdot g \qquad (22)$$

oder

$$\frac{v^2}{r} = g. \qquad (23)$$

Setzen wir für v den früher angegebenen Wert der Schwebegeschwindigkeit $v = 7900$ (m/sec) und für r den mittleren Erdradius ein $r = 6\,370\,000$ m, so wird zufolge (23)

$$g = \frac{7\,900^2}{6\,370\,000} = 9{,}79 \text{ (m/sec)}.$$

Die so gefundene Zahl für g stimmt mit dem aus Fallversuchen bzw. Pendelschwingungen abgeleiteten Werte vollständig überein. Die Schwebegeschwindigkeit ist also jene Geschwindigkeit, bei welcher der Schwerkraft durch die Zentrifugalkraft gerade das Gleichgewicht gehalten wird. Es kann deshalb auch keine besondere Schwebearbeit mehr notwendig sein, um das scheinbar gewichtlose Geschoß in gleicher Höhe über dem Boden in Schwebe zu halten. Praktisch könnte die Erzielung des dauernden Schwebezustandes durch die Erteilung der Schwebegeschwindigkeit natürlich nicht in Frage kommen, schon wegen der eng begrenzten Kraft der uns zur Verfügung stehenden Explosivstoffe.

Wir betrachten nun das zweite Verfahren zur Erzielung der Streckung der Schwebebahn, nämlich durch Fallverzögerung. Diese erfordert die Erzeugung eines Auftriebes durch die Vermittlung eines Hilfskörpers, der als Stütze im Raume dient. Weiter ist die dauernde Leistung einer bestimmten Schwebearbeit nötig.

Das Geschoß sei mit einer Vorrichtung versehen, welche ermöglicht, einen ununterbrochenen Strom ganz kleiner Kügelchen lotrecht nach unten zu schleudern. Die Kügelchen sollen das Geschoß mit der Geschwindigkeit v_y verlassen. Ist m die Masse der in der Zeit t vom Geschoß abgeschleuderten Kügelchen, so wirkt während dieser Zeit auf die

Digitized by Google

Masse m die bewegende Kraft p. Die gleichzeitig mitentstehende gleiche aber entgegengerichtete Kraft nannten wir den Auftrieb. Zufolge (8) besteht die Beziehung

$$m \cdot v_y = p \cdot t.$$

Setzen wir $t = 1$ sec, so folgt

$$p = m \cdot v_y. \tag{24}$$

Die Maßzahl des Auftriebes ist also gleich der pro Sekunde in den abgeschleuderten Kügelchen erzeugten Bewegungsgröße. Durch den Auftrieb p wird der Gewichtsdruck des Geschosses von P auf $P - p$ vermindert. Für

$$P - p = 0$$

oder

$$P = p = m \cdot v_y \tag{25}$$

verschwindet der Gewichtsdruck des Geschosses ganz. Der schräg nach unten führende Fall geht in den dauernden wagrechten Flug über.

In der mit der Geschwindigkeit v_y pro Zeiteinheit abgeschleuderten Masse m steht die Bewegungsenergie $\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_y^2$. Eine dieser Bewegungsenergie gleichwertige Arbeit ist von der bewegenden Kraft zu leisten, um die Stützkraft bzw. den ihr gleichen aber entgegengesetzt gerichteten Auftrieb p während der Dauer von 1 sec zu erhalten. Die Schwebearbeit pro Zeiteinheit ist also, gegeben durch

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot m \cdot v_y^2. \tag{26}$$

Die Schwebebedingung (24) lautete

$$P = m \cdot v_y.$$

Aus (26) und (24) folgt

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot v_y \cdot P. \tag{27}$$

Zum Schwebenderhalten des Gewichtes P nach dem angenommenen Verfahren ist also eine Schwebearbeit erforderlich, deren Betrag im selben Maße wächst wie die Ge-

Digitized by Google

schwindigkeit, mit welcher die Stützmasse (Kügelchen) abgeschleudert werden. Die Stützmasse m steht in vorliegendem Beispiel immer bloß 1 sec lang in Verbindung mit dem Schwebekörper und muß sodann wieder durch eine neue Masse m ersetzt werden. Soll der Schwebekörper t sec lang in Schwebe bleiben, so ist die Stützmasse $M' = m \cdot t$ erforderlich. Ist M die Masse des Schwebekörpers, also $M \cdot g = P$ dessen Gewicht, so gilt für den Schwebezustand

$$P = p = M \cdot g \tag{28}$$

und zufolge (24)

$$M \cdot g = m \cdot v_y. \tag{29}$$

Aus (29) folgt

$$m = \frac{M \cdot g}{v_y}. \tag{30}$$

Bei gegebener Masse des Schwebekörpers wächst sonach die zur Erhaltung des dauernden Schwebezustandes erforderliche Stützmasse im umgekehrten Verhältnisse zur Geschwindigkeit, mit welcher diese vom Schwebekörper abgeschleudert wird.

Die im vorliegenden Beispiel gefundene Schwebebedingung (27) stellt bloß eine andere Form dar der früher für das Schweben am Ort abgeleiteten Schwebearbeit (19). Dies wird ersichtlich, wenn für v_y und P die Werte aus (28) und (30) in (27) eingesetzt werden. Es folgt

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{M \cdot g}{m} \cdot Mg.$$

Führen wir für $M/m = n$ ein, so wird

$$L = \tfrac{1}{2} \cdot n^2 \cdot g^2 \cdot m. \tag{31}$$

Für $t = 1$ nimmt die Gleichung (31) genau die Form von (19) an. Wenn wir von der scheinbaren Verminderung des Geschoßgewichtes infolge der Zentrifugalkraft absehen, tritt demnach eine Verminderung der Schwebearbeit durch die Fortbewegung des Schwebekörpers in wagrechtem Sinne nicht ein. Die höchste derzeit in der Flugtechnik erreichte

Fortschreitungsgeschwindigkeit ist etwa 30 m/sec. Wir nehmen an, es könnten einmal Geschwindigkeiten bis 100 m/sec erreicht werden. Selbst bei dieser sehr hohen Geschwindigkeit wäre zufolge (23) (da $v^2/r = 10000/6370000 = 1/6370 = g'$ ist), die Gewichtsverminderung durch die Zentrifugalkraft noch immer vollständig zu vernachlässigen.

Wird die Auftriebskraft nach dem im ersten Beispiele angegebenen Verfahren erzeugt, so bleibt die stützende Masse fortwährend dieselbe. Die Schwebearbeit wächst in diesem Falle im quadratischen Verhältnis mit der Schwebedauer. Wird die Schwebearbeit nach dem zweiten Verfahren erzeugt, so bleibt die stützende Masse bloß kurze Zeit (im vorliegenden Beispiel wurde 1 sec angenommen) in Wechselwirkung mit dem Schwebekörper. Es tritt deshalb ein ständig zunehmender Verbrauch an Stützmasse ein. Die Schwebearbeit wächst dann aber bloß im einfachen Verhältnis mit der Schwebedauer. Wegen des großen Verbrauches an Stützmasse wäre die Erhaltung eines dauernden Schwebezustandes im luftfreien Raume auch nach dem im zweiten Beispiele angegebenen Verfahren unmöglich. Wir folgern daraus, daß die zur Erzielung eines dauernden Schwebezustandes erforderliche Schwebearbeit nur dadurch in zweckmäßiger Weise herabgemindert werden kann, daß die Stützmasse vergrößert wird. Im luftfreien Raume hat die verwendbare Stützmasse von vornherein einen ganz bestimmten Wert, der nicht überschritten werden kann. Anders im lufterfüllten Raume! Hier kann die den Schwebekörper allseits umgebende Luft als Stützmasse dienen, und nur dadurch wird ein dauerndes Schweben und Fliegen überhaupt möglich.

Digitized by Google

II. Schweben und Fliegen mit Hilfe der atmosphärischen Luft.

1. Die physikalischen und meteorologischen Eigenschaften der atmosphärischen Luft.

Die ganze Erdoberfläche ist von einer Gashülle bedeckt, welche wir die Atmosphäre nennen. Diese übt auf alle in sie eingetauchten ruhenden und bewegten Körper einen bestimmenden Einfluß aus, den wir nicht vernachlässigen dürfen. Wir betrachten hier nur die Eigenschaften der Atmosphäre, soweit sie für das Schweben und Fliegen von Körpern in Betracht kommen.

Die atmosphärische Luft ist wesentlich ein Gemenge von Sauerstoff und Stickstoff. Diese beiden Gase sind vollkommen gemischt, so daß auch jeder kleinste Raumteil Luft beide Gase noch im gleichen Verhältnis enthält, nämlich rund 21 Raumteile Sauerstoff und 79 Raumteile Stickstoff. Für die Zwecke der Mechanik der Luftschiffahrt und Flugtechnik genügt es, die Luft als gasförmigen Körper zu betrachten, ohne auf deren Zusammensetzung weiter achten zu müssen. Ebenso brauchen wir auf das Vorhandensein von weiteren Gasen, die sich in geringen Mengen in der Atmosphäre stets finden (Kohlensäure, Argon, Ammoniak, Ozon usw.), keine Rücksicht zu nehmen.

Eine ständige Beimengung der Atmosphäre bildet auch der Wasserdampf, der bis 4 Volumprozente erreichen kann. Sauerstoff und Stickstoff können in allen Verhältnissen miteinander gemischt werden. Jedes der beiden Gase behält auch in der Mischung seine besonderen Eigenschaften fort und steht unter seinem eigenen Druck, unabhängig vom Vorhandensein des anderen. Wasserdampf läßt sich mit den

Digitized by Google

beiden Luftgasen jedoch nicht in jedem beliebigen Verhältnis mischen. Jedes Gas kann unterhalb einer gewissen Temperatur durch bloße Druckerhöhung in den flüssigen Zustand übergeführt, kondensiert werden. Sauerstoff und Stickstoff sind erfahrungsgemäß bei Temperaturen oberhalb — 118 bzw. — 146° C durch keinen noch so hohen Druck kondensierbar. Wasserdampf kann aber bis zu Temperaturen von 365° durch bloße Druckerhöhung kondensiert werden. Für jede Temperatur gibt es einen bestimmten Druckwert, bei dessen Eintritt der Wasserdampf unter seinem eigenen Druck sich kondensiert. Es ist deshalb auch nicht möglich, der Luft mehr Wasserdampf beizumengen, als der maximalen Dampfspannung für die vorhandene Temperatur entspricht. Ist z. B. die Lufttemperatur 20° C, so kann 1 ccm Luft nicht mehr als 11 g Wasserdampf aufnehmen. Versucht man, der Luft mehr Wasserdampf beizumischen, so würde die Spannung des Dampfes über 17 mm steigen müssen. Dies ist aber nicht möglich, da dann der überschüssige Dampf sich unter seinem eigenen Druck kondensiert und ausfällt.

Mit den festen Körpern teilt die Luft die Eigenschaft des Gewichtes. Dieses ist aber außerordentlich viel kleiner als das der leichtesten festen Körper. 1 cdm Wasser wiegt 1 kg, 1 cdm Kork 0,25 kg und 1 cdm Luft in Meereshöhe 0,001293 kg. Es wiegen also erst 780 cdm Luft ebensoviel wie 1 cdm Wasser.

Zu den Eigenschaften, welche die Gase mit den festen und den tropfbar flüssigen Körpern gemein haben, gehört auch die Zusammendrückbarkeit. Wir nehmen ein zylindrisches Gefäß, das unten geschlossen ist. In die Öffnung schieben wir einen luftdicht passenden Kolben K (Abb. 4, I). Durch Auflegen von Gewichten p können wir erreichen, daß der Kolben in der Höhe h über dem Boden stehen bleibt

Digitized by Google

und ein Luftinhalt v abgesperrt wird. Beim Zulegen weiterer Gewichte senkt sich der Kolben immer tiefer. Ist dieser auf die Höhe h/2 gesunken, so hat sich der Rauminhalt der abgesperrten Luft auf v/2 verringert. Zählen wir die aufgelegten Gewichtsstücke, so finden wir, daß sie 2p sind. Da der Gewichtsdruck der Belastung durch den von unten nach oben auf den Kolben wirkenden Gasdruck aufgehoben wird, muß dieser gleich sein den aufgelegten Gewichten, also 2p. Durch Fortsetzung des Versuches finden wir, daß Druck und Inhalt des Gases im verkehrten Verhältnis zueinander sich ändern.

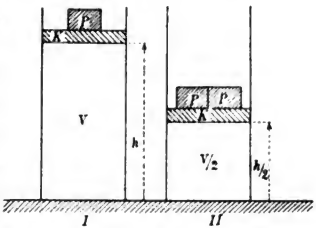


Abb. 4. Abhängigkeit des Gasdruckes vom Rauminhalt der Gasmasse.

Ist p_0 der Druck beim Rauminhalt v_0, so besteht zwischen dem Druck p und dem Rauminhalt v einer Gasmasse allgemein die Beziehung

$$p : p_0 = v_0 : v$$

oder

$$p \cdot v = p_0 \cdot v_0 \qquad (32)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß Druck und Rauminhalt des Gases immer bei der gleichem Temperatur gemessen werden. Da das Gewicht der Raumeinheit eines Gases, das spezifische Gewicht γ, sich im umgekehrten Verhältnisse zum Rauminhalt v ändert, können wir auch schreiben

$$\gamma = \frac{1}{v} \text{ und } \gamma_0 = \frac{1}{v_0}, \qquad (33)$$

folglich

$$\frac{p}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma_0}. \qquad (34)$$

Stellen wir den Zylinder auf eine erhitzte Herdplatte, so erwärmt sich das abgesperrte Gas. Wir beobachten

Digitized by Google

nach einiger Zeit, daß der Kolben sich hebt. Das erwärmte Gas dehnt sich aus. Soll die Hebung des Kolbens unterbleiben, so müssen wir, entsprechend der Steigerung der Temperatur, immer mehr Gewichte zulegen. Der Gasdruck wächst also mit steigender Temperatur. Durch genaue messende Versuche ergab sich bei gleichbleibendem Druck für jeden Grad Temperaturerhöhung eine Raumzunahme des Gases von $1/273 = 0{,}003667$ des Anfangswertes. Wir bezeichnen diesen Wert mit α und nennen ihn den Ausdehnungskoeffizienten. Ist v_0 der Rauminhalt des Gases bei der Temperatur 0^0 und v der Rauminhalt bei der Temperatur t^0, so folgt darnach

$$v_t = v_0 + \alpha \cdot v_0 \cdot t = v_0 (1 + \alpha \cdot t). \qquad (35)$$

Diese Beziehungen gelten aber nur, solange der Druck des Gases unverändert bleibt. Belasten wir den Kolben mit einem Gewicht p, so wird das Gas zusammengedrückt, bis sein Gegendruck gleich der Belastung geworden ist. Es besteht dann zwischen dem Rauminhalt v, dem Drucke p und der Temperatur t allgemein die Beziehung

$$p \cdot v = p_0 \cdot v_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t). \qquad (36)$$

Wir setzen $\alpha = 1/273$ und erhalten

$$p \cdot v = \frac{p_0 \cdot v_0}{273} (273 + t). \qquad (37)$$

Die Temperaturen wollen wir nicht wie gewöhnlich vom Gefrierpunkte des Wassers aus zählen, sondern von einem 273^0 tiefer liegenden Punkte. Die so gezählten Temperaturen

$$273 + t = T \qquad (38)$$

bezeichnen wir als die absoluten Temperaturen. Wir setzen weiter

$$\frac{p_0 \cdot v_0}{273} = R \qquad (39)$$

und nennen R die Gaskonstante, da ihr Wert für jedes Gas einen unveränderlichen Wert hat. Für die atmosphä-

Digitized by Google

rische Luft ist $p_0 = 10\,333$ (kg/m²), $v_0 = 0{,}7734$ cbm (Rauminhalt der Gewichtseinheit = 1 kg Luft), also $R = 29{,}3$. Wir erhalten damit aus (37)

$$p \cdot v = R \cdot T. \tag{40}$$

Zufolge (33) können wir dafür auch setzen

$$\frac{p}{\gamma} = R \cdot T. \tag{41}$$

Die Lufthülle der Erde zeigt bis zu den größten, von Menschen noch erreichbaren Höhen (10 km) in bezug auf den Gehalt an Sauerstoff und Stickstoff die gleiche Zusammensetzung wie an der Erdoberfläche. Die atmosphärische Luft enthält also in jeder Höhe rund $^1/_4$ Sauerstoff und $^4/_5$ Stickstoff. Sehen wir vom veränderlichen Wasserdampfgehalt ab, so können wir die atmosphärische Luft in dem für die Luftschiffahrt in Betracht kommenden Höhenbereich als Gasgemisch von gleichbleibender Zusammensetzung betrachten. Wir brauchen deshalb auf die einzelnen Bestandteile des Gasgemenges der Luft weiter keine Rücksicht zu nehmen.

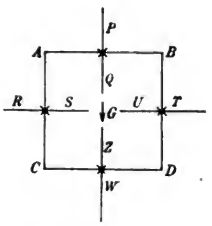


Abb. 5. Kräfteschema einer Luftmasse in unbewegter gleich temperierter Atmosphäre.

Wir denken uns in windstiller Luft aus der Atmosphäre einen Würfel von 1 m³ Rauminhalt herausgeschnitten (Abb. 5). Die Wände des Würfels seien aus einem spinnwebfeinen Stoff, oder wir denken sie uns als mathematische und daher gewichtlose Flächen. Die im Würfel ABCD abgegrenzte Luft wird von der umgebenden Luft getragen, sonst müßte sie ständig sinken. Würde die umgebende Luft gegen die Würfelluft stärker drücken, als ihrem Gewichte entspricht, so müßte diese fortdauernd aufsteigen. Beide Annahmen stehen mit der Erfahrung im Widerspruche. Ebenso

Digitized by Google

müssen wir annehmen, daß die von der umgebenden Luft auf die Seitenflächen AC, BD des Würfels ausgeübten Druckkräfte von den Gegendrücken der Würfelluft gerade aufgehoben werden. Wäre dies nicht der Fall, so müßte eine unausgesetzte Verschiebung der im Würfel abgegrenzten Luft nach der Seite des stärkeren Druckes eintreten.

Auf die obere Seite AB des Würfels wirkt von oben her der Druck P der ganzen darüber lagernden Luftsäule. Wir bezeichnen diesen Druck als den Druck der Atmosphäre oder kurz als Luftdruck. Von unten her wirkt der Gegendruck Q der Würfelluft. Beide Drucke müssen einander das Gleichgewicht halten. Wäre etwa der Luftdruck P größer als der Gegendruck Q der Würfelluft, so müßte diese zusammengedrückt werden; im anderen Falle würde sie sich ausdehnen, bis der Gegendruck der Würfelluft gleich geworden wäre dem Luftdruck. Das gleiche gilt für die Druckkräfte gegen die Seitenflächen des Würfels. Die Mittelkräfte der Drucke auf zwei gegenüberliegende Seiten R, T müssen einander gleich sein. Im Gegensatz zu den festen Körpern besitzen die Gase kein festes Gefüge; die Trennung der Teilchen erfordert deshalb auch nicht wie bei den festen Körpern die Überwindung bedeutender Kräfte. Diese ungemein leichte Trennbarkeit und Verschiebbarkeit der Teilchen bedingt die gleichmäßige Fortpflanzung eines auf ein Gasteilchen ausgeübten Druckes nach allen Richtungen. Auf die untere Wand des Würfels wirkt wegen der gleichmäßigen Fortpflanzung des Druckes nach allen Richtungen der Druck W einer Luftsäule, welche um die Würfelhöhe länger ist als die Drucksäule gegen die obere Würfelwand. Von oben her wirkt der Gegendruck Z der zusammengepreßten Würfelluft, außerdem aber auch noch der Gewichtsdruck G der im Würfel abgegrenzten Luftmasse. Die Summe dieser beiden Drucke $Z + G$ muß dem Luftdruck W gleich sein; sonst

Digitized by Google

müßten wir annehmen, daß die Würfelwand CD nach oben gedrückt, also die abgeschlossene Luft zusammengedrückt oder aber die Wand nach unten gepreßt werde und die Luft sich ausdehne. Wir folgern daraus, daß die Zunahme des Luftdruckes gegen die Unterseite des Würfels infolge der um die Würfelhöhe längeren Luftsäule durch den Gewichtsdruck der Würfelluft gerade aufgehoben wird. Wir fühlen nun deutlich den Unterschied, der zwischen Luftdruck und Luftgewicht besteht. Der Luftdruck ist bestimmt durch den Gewichtsdruck der ganzen über dem Beobachtungsorte lagernden Luftsäule bis zur Grenze der Atmosphäre; das Luftgewicht gibt bloß den Gewichtsdruck einer abgegrenzten Luftmasse von bestimmtem Rauminhalt an. Da jedes Gas unter der Wirkung des Luftdruckes soweit zusammengedrückt wird, bis sein Gegendruck gleich geworden ist dem Atmosphärendrucke, tritt dieser unter gewöhnlichen Verhältnissen gar nicht in Erscheinung. Wir können das Vorhandensein des Luftdruckes erst dann feststellen und seine Größe messen, wenn der ihm das Gleichgewicht haltende Gegendruck eines Gases fehlt. Dies ist der Fall, wenn wir z. B. aus einem geschlossenen Gefäß die Luft auszupumpen versuchen. Sind die Wände des Behälters nicht außerordentlich kräftig gebaut, so werden sie alsbald eingedrückt.

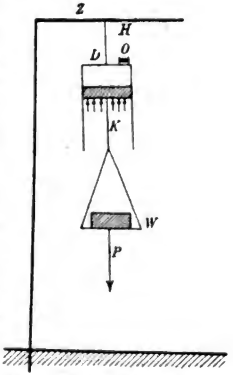


Abb. 6. Messung des atmosphärischen Druckes (Wägung des Luftdruckes).

Wir nehmen ein auf einer Seite offenes, zylindrisches Gefäß, in dessen Öffnung sich ein Kolben K (Abb. 6) luftdicht verschieben läßt. In der Deckelwand D sei eine verschließbare Öffnung o angebracht. Wir hängen das Gefäß mit der offenen Seite nach unten an einem etwa an einer Zimmerdecke Z an-

Digitized by Google

gebrachten Haken H auf und schieben den Kolben hoch, bis er an dem Deckel anliegt. Verschließen wir jetzt die Öffnung o im Deckel, so fällt der Kolben nicht aus dem Zylinder heraus. Versuchen wir ihn hinabzuziehen, so merken wir einen bedeutenden Widerstand. Wir legen auf eine an der Kolbenstange K angebrachte Wagschale W Gewichte, so lange, bis der Kolben eben anfängt, in Bewegung zu geraten. Ist F (cm^2) die Größe der Kolbenfläche, P (kg) die Belastung, q der Druck auf 1 cm^2 der Kolbenfläche, so ist $P = q \cdot F$. Durch genaue Messungen ergibt sich $q = 1{,}033$ (kg/cm^2). Praktisch bequemer messen wir den Luftdruck durch die Höhe einer Quecksilbersäule, welche durch den Luftdruck in Schwebe gehalten wird. Die Höhe der Quecksilbersäule, welche dem Luftdruck das Gleichgewicht hält, beträgt in Meeresniveau im Mittel 762 mm. Wir finden daraus leicht die Größe des Luftdruckes in Gewichtseinheiten. Ist F (cm^2) der Querschnitt des Barometerrohres, so beträgt der Rauminhalt der in Schwebe gehaltenen Quecksilbersäule $F \cdot 76$ (cm^3). 1 cm^3 Quecksilber wiegt 13,6 g. Folglich ist der Gewichtsdruck P der Säule: $P = F \cdot 76 \cdot 13{,}6$ kg und der Luftdruck q pro 1 cm^2 wird $q = P/F = 76 \cdot 13{,}6 = 1033$ (g/cm^2). Der Luftdruck hat demnach einen sehr beträchtlichen Wert, der auf eine Fläche von 1 m^2 den Betrag von 10 000 kg, also das Gewicht eines Eisenbahnwagens überschreitet.

Das Gewicht von 1 m^3 Luft beträgt in der Seehöhe von Paris bei 0^0 C und 760 mm Luftdruck 1,293 kg. Wir nehmen an, die atmosphärische Luft wäre nicht zusammendrückbar und wollen die Höhe der Luftsäule berechnen, deren Gewichtsdruck gleich ist dem in Meereshöhe beobachteten Luftdruck. Infolge der vorausgesetzten Nichtzusammendrückbarkeit der Luft würde in jeder Höhe das Gewicht der Raumeinheit Luft dasselbe bleiben. Der Luftdruck

Digitized by Google

beträgt auf eine Fläche von 1 m^2, wie wir schon wissen, 10 333 kg; wir erhalten also die Höhe H der Luftsäule, welche dem Luftdruck das Gleichgewicht hält, aus

$$10\,333 = 1{,}293 \cdot H \qquad (42)$$

zu

$$H = \frac{10\,333}{1{,}293} = 7991 \text{ m}. \qquad (42\,A)$$

Eine Luftsäule von 7991 oder rund 8000 m würde demnach bei gleichbleibender Dichtigkeit in ihrer ganzen Höhe denselben Druck ausüben wie die wirkliche Atmosphäre, in welcher infolge der Zusammendrückbarkeit die Dichtigkeit und deshalb auch das Luftgewicht mit zunehmender Höhe abnimmt. Wir bezeichnen den Wert von H als Höhe der homogenen Atmosphäre oder als Druckhöhe der Atmosphäre. Zufolge (41) ändern bei gleichbleibender Temperatur sich Gasdruck und Gasgewicht im selben Maße. Ist also in der beliebigen Seehöhe h (m) der Luftdruck etwa auf den n^{ten} Teil des an der Meeresoberfläche gemessenen gesunken, so hat sich gleichzeitig die Luftdichte, das Gewicht der Raumeinheit Luft, zufolge (34) im selben Maße vermindert und beträgt also nur mehr den n^{ten} Teil. Bezeichnen wir mit H' die Druckhöhe in der Seehöhe h (m), so erhalten wir darnach zufolge (42)

$$\frac{10\,333}{n} = \frac{1{,}293}{n} \cdot H'$$

und somit nach (42A)

$$H' = \frac{10\,330}{1{,}293} = H.$$

Die Druckhöhe der Atmosphäre bleibt folglich eine unveränderliche Größe. Wir erhalten für H denselben Wert in allen Höhen der Atmosphäre.

1 dm^3 Quecksilber wiegt 13,596 kg. Eine Quecksilbersäule von 1 m^2 Querschnitt und 1 mm Höhe = 1 dm^3 Rauminhalt wiegt deshalb 13,596 kg. Denselben Druck

Digitized by Google

übt eine Luftsäule von rund 10,5 m Höhe zufolge ihres Gewichtes aus. Wir bezeichnen die Höhe der Luftsäule, welche einer Druckabnahme von 1 mm Quecksilber entspricht, als barometrische Höhenstufe. Wegen der Verkürzung der drückenden Luftsäule und der dadurch bedingten Abnahme des Gewichtes der Raumeinheit Luft wächst die barometrische Höhenstufe mit zunehmender Erhebung. Sie steigt in 1000 m Höhe auf 12 m, in 3000 m auf 15 m. Aus der Höhe der homogenen Atmosphäre läßt sich die jedem Luftdruck entsprechende barometrische Höhenstufe leicht berechnen. Der Druckhöhe H = 8000 (m) ist ein Luftdruck von 762 mm Quecksilbersäule im Meeresniveau zugeordnet. Einer Druckänderung von 1 mm entspricht demnach die Höhenänderung 8000 : 762 = 10,5 m gleich dem aus dem Quecksilbergewicht schon unmittelbar berechneten Wert der barometrischen Höhenstufe. Bei einem Druck von 673 mm (entsprechend einer Höhe von 1000 m) wird die barometrische Höhenstufe 8000 : 673 = 11,8 m. Ist b der Luftdruck in mm Quecksilbersäule, so folgt allgemein die barometrische Höhenstufe h_0 bei der Temperatur 0° C aus

$$h_0 = \frac{8\,000}{b}. \qquad (43)$$

Mit zunehmender Temperatur dehnt sich die Atmosphäre aus; ihre Dichte wird geringer. Es nimmt deshalb auch die Höhe der homogenen Atmosphäre zu. Ist p_0 der Luftdruck in (kg/m²), γ_0 die Luftdichte (kg/m³) bei 0° C, so ist, wie wir schon wissen, die Druckhöhe der Atmosphäre H_0 gegeben durch

$$H_0 = \frac{p_0}{\gamma_0}. \qquad (44)$$

Steigt die Temperatur von 0° auf t° C, so sinkt die Luftdichte zufolge (35A) von γ_0 auf $\gamma_0/(1 + \alpha t)$ und es wird statt (44)

$$H = \frac{p_0(1 + \alpha t)}{\gamma_0} = H_0 \cdot (1 + \alpha t). \qquad (45)$$

Digitized by Google

Im selben Verhältnis nimmt nach (43) die barometrische Höhenstufe zu. Diese ist bei der Temperatur t° C bestimmt durch

$$h = \frac{8000}{b} \cdot (1 + \alpha t). \qquad (46)$$

Da $\alpha = 0{,}00367$ oder rund 4/1000 ist, erhält man aus der Druckhöhe H_0 und der barometrischen Höhenstufe h_0 bei 0° C die entsprechenden Werte bei t°, indem man für jeden Grad Temperaturerhöhung $^4/_{10}$ Prozent von H_0 bzw. h_0 addiert.

Wir setzen die Druckabnahme mit der Erhebung auf Rechnung der Verkürzung der Luftsäule und der dadurch bedingten Verminderung des Gewichtsdruckes. Ist p_0 (mm) der Druck im Meeresniveau, p der Druck in der Höhe h (m) und H die Druckhöhe der Atmosphäre, so besteht allgemein die Beziehung

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}}. \qquad (47)$$

Dabei bezeichnet $e = 2{,}7182$ die Basis der natürlichen Logarithmen. Führen wir die Neperschen Logarithmen ein, so haben wir den Nenner H des Exponenten durch den Modul 0,43429 zu dividieren. Da H = 8000 (m) und 8000 : 0,43429 = 18 494 (m) ist, folgt aus (47) durch Logarithmierung

$$\log p = \log p_0 - \frac{h}{18494(1 + \alpha t)} \text{ (mm)} \qquad (48)$$

und daraus

$$h = 18494\ (1 + \alpha t) \cdot \log\left(\frac{p_0}{p}\right) \text{ (m)}. \qquad (49)$$

Die Beizahl 18494 bezeichnen wir als Barometerkonstante; sie ist numerisch gleich der Höhe, in welcher der Luftdruck auf den 10ten Teil seines Betrages an der Meeresoberfläche gesunken ist. Setzen wir nämlich $p = {}^1/_{10} p_0$ und $t = 0°$, so wird nach (49), da $\log(p_0/p) = \log(10 p_0/p_0) = \log 10 = 1$ ist, h = 18494 (m). Sind die Drucke p_0 am Fußpunkte, p am Scheitelpunkte und die

Digitized by Google

Temperatur t einer Luftsäule gegeben, so folgt deren Höhe aus (49) mit sehr großer Genauigkeit. Die Anwendung der Gleichung (49) erfordert die Benützung von Logarithmentafeln. Für Höhen bis zu 3000 m kann mit einer für die Zwecke der Luftschiffahrt vollkommen hinreichenden Genauigkeit durch Verwendung der barometrischen Höhenstufe folgende sehr einfache Regel für die Berechnung der Höhen aus den gegebenen Druckwerten benutzt werden. Es ist

$$h = \frac{8000}{b_m}(1 + \alpha t) \cdot (b - b_0). \qquad (50)$$

Dabei bedeutet b_0 den Druck unten, b den Druck oben in mm Quecksilbersäule und b_m den mittleren Druck $(b + b_0)/2$ oder auch $b_0 + (b - b_0)/2$ bzw. $b - (b - b_0)/2$; es ist also $\frac{8000}{b_m} \cdot (1 + \alpha t)$ zufolge (46) die korrigierte mittlere barometrische Höhenstufe für die Temperatur t^0. Diese ist noch mit dem Druckunterschied $(b - b_0)$ zu multiplizieren, um die dem Druck b entsprechende Seehöhe h zu erhalten. Es sei $b_0 = 762$ mm, $b = 632$ mm. Dann wird $762 - 632 = 130$, davon die Hälfte ist 65, also $b_m = 632 + 65 = 697$. Damit wird die mittlere barometrische Höhenstufe $8000 : 697 = 11{,}5$ m und weiter $11{,}5 \cdot 130 = 1495$ m. Diese Höhe gilt für eine Luftsäule, deren Temperatur 0^0 C ist. Ist die Temperatur unten $t_u = 20^0$ und oben $t_0 = 10^0$, so nehmen wir als mittlere Temperatur der ganzen Luftsäule $t = (t_u + t_0) : 2 = (20 + 10)/2 = 15^0$. Nun korrigieren wir noch die gefundene Höhe, indem wir für jeden Grad Temperaturerhöhung $^4/_{1000}$ addieren, also $1495 \cdot 4 = 6{,}0$ und $6{,}0 \cdot 15 = 90$ m also $h = 1495 + 90 = 1585$ m.

Das Gewicht eines jeden Körpers ändert sich in geringem Maße auch mit der Verschiebung auf der Erdoberfläche sowie auch mit der Entfernung vom Massenmittelpunkte

Digitized by Google

der Erdkugel. Im selben Maße muß sich deshalb auch die Dichte der Luft sowie die Druckhöhe der Atmosphäre ändern. Die Unterschiede sind aber so klein, daß sie für die in der Luftschiffahrt in Betracht kommenden Genauigkeitsgrade ganz vernachlässigt werden können.

Die Erwärmung der Atmosphäre durch die unmittelbare Wirkung der Sonnenstrahlung ist nur sehr gering. Der größte Teil der Wärmestrahlen geht durch die Atmosphäre durch und wird erst von der Erdoberfläche aufgefangen, absorbiert. Die Erdkruste erwärmt sich und überträgt ihre Wärme durch Leitung auf die unmittelbar anliegenden Luftschichten. Die bodennächsten Luftmassen sind deshalb im allgemeinen die wärmsten, und nach oben hin nimmt die Temperatur der Luft immer mehr ab. Kältere Luft wird dichter und deshalb schwerer. Überschreitet der Gradient, d. i. die Temperaturabnahme in der Lotrechten auf 100 m Erhebung 3°, so werden die höheren kälteren Luftmassen trotz ihrer geringeren Dichte schwerer als die tiefer liegenden und sinken deshalb herab. Die überwärmte Luft wird nach oben gedrängt; dadurch tritt eine Mischung der Luft der höher und tiefer liegenden Luftschichten ein und die Wärme überträgt sich vom Boden auf immer höhere Luftschichten. Aus den zahlreichen wissenschaftlichen Ballonfahrten, welche in den letzten Jahrzehnten von Berlin, Paris, Wien und anderen Städten aus unternommen wurden, hat sich ergeben, daß die Temperaturabnahme in der Atmosphäre keineswegs nach Ort und Zeit gleichförmig erfolgt, sondern in den einzelnen Fällen außerordentlich verschieden ist. Die Atmosphäre zerfällt fast stets in eine Reihe von Schichten mit veränderlichem Temperaturgefälle. In Bodennähe nimmt namentlich in der kälteren Jahreszeit die Temperatur mit der Erhebung zumeist nicht ab sondern zu; es zeigt sich die Erscheinung der Temperaturumkehr. Die Ursache dieser

Umkehrung des normalen Temperaturgefälles liegt gewöhnlich darin, daß der feste Boden während der Nacht durch Wärmeausstrahlung rascher erkaltet, als die darüber lagernde Luftschicht. Diese Erkaltung überträgt sich auf die anliegenden Luftschichten. Die Temperatur nimmt deshalb in den Morgenstunden nach oben hin nicht ab, sondern zu. Tagsüber erwärmt sich der Boden unter der Wirkung der Sonnenstrahlung rascher als die aufliegenden Schichten; es tritt deshalb wieder die normale Temperaturschichtung ein, d. i. Abnahme nach oben. Aus den Messungen der Lufttemperatur bei 235 bemannten Ballonfahrten und den Aufzeichnungen von 581 unbemannten, mit Instrumenten zur selbsttätigen Aufzeichnung von Temperatur und Druck der Luft versehenen Ballons ergaben sich folgende Werte der Gradienten

Schichte, km	0—3	3—5	5—9
Gradient, ° C	0,5	0,6	0,7

In den unteren Schichten ist also der Gradient im Mittel $^1/_2{}^0$; er wächst mit zunehmender Höhe langsam und nähert sich in den größten derzeit von Menschen erreichten Höhen (10 km) dem Werte 1°.

Einen Überblick über die mittleren Werte der Lufttemperaturen in Mitteleuropa bis zu 10 km Höhe geben folgende Zahlen:

Höhe, km	1	2	3	4	5
Lufttemperatur °C	6	2	−3	−9	−15
Höhe, km	6	7	8	9	10
Lufttemperatur °C	−22	−29	−36	−43	−49

Wir wollen uns jetzt klar machen, welchen Einfluß die Temperaturschichtung auf das Gleichgewicht der Atmosphäre in lotrechtem und wagrechtem Sinne hat.

Wir denken uns einen Würfel von 1 cbm aus der Atmosphäre in Bodennähe herausgeschnitten. Bringen wir

Digitized by Google

diesen Luftwürfel 100 m hoch, so kommt er unter niedrigeren Druck, sein Rauminhalt nimmt deshalb zu. Die Würfelluft überwindet bei der Ausdehnung den äußeren Luftwiderstand. Die dazu erforderliche Arbeit kann, da eine andere Energiequelle nicht vorhanden ist, nur auf Kosten des Wärmeinhaltes der Würfelluft geleistet werden. Durch die spätere Ausführung der entsprechenden Rechnung auf Grund der gegebenen Druckwerte in 0 und 100 m Höhe, des spezifischen Gewichtes, der spezifischen Wärme der Luft und des mechanischen Wärmeäquivalentes ergibt sich, daß die Temperatur der Wärmeluft bei der Hebung um 100 m um 1° sinkt. Dieser Satz gilt ganz allgemein. In jeder Höhe sinkt die Temperatur trockener Luft um 1°, wenn sie um 100 m emporsteigt; sinkende Luft erwärmt sich um 1° beim Niedersteigen um 100 m. Dabei ist vorausgesetzt, daß Wärme von außen weder zu- noch abgeführt wird, die ganze bei der Raumvermehrung entstehende Abkühlung also zur Temperaturverminderung der gehobenen Luftmasse dient. Wir bezeichnen eine solche Raumausdehnung eines Gases als adiabatische Ausdehnung bzw. Kompression. Ist die aufsteigende Luft mit Wasserdampf gesättigt, so muß bei der geringsten weiteren Abkühlung Kondensation eines Teiles des Wasserdampfgehaltes eintreten. Es wird dabei die Verdampfungswärme frei. Diese dient zur Erwärmung der Luft, wodurch die Abkühlung, welche in trockener Luft pro 100 m Erhebung 1° beträgt, auf etwa die Hälfte herabgedrückt wird. Bei sehr kalter, dampfarmer Luft ist der Unterschied viel geringer.

Der Gradient sei in den bodennahen Schichten gleich 1°. An der Erdoberfläche hat unser Luftwürfel die gleiche Temperatur wie die ihn umgebende Luft. Er wird durch diese getragen und verliert scheinbar sein ganzes Gewicht. Bringen wir den Luftwürfel 100 m höher, so sinkt seine

Digitized by Google

Temperatur infolge der eintretenden Raumvergrößerung und des dadurch bedingten Wärmebrauches um 1°. Die Temperaturabnahme beträgt aber zufolge unserer Voraussetzung gleichfalls 1° pro 100 m. Der Luftwürfel besitzt also in der Höhe von 100 m wieder die gleiche Temperatur wie die ihn umgebende Luft. Er wird demnach durch diese in Schwebe gehalten und scheinbar gewichtslos. Auf den Würfel wirkt deshalb weder nach oben noch nach unten eine bewegende Kraft; er wird aus eigenem Antrieb seinen Ort nicht ändern können. In der betrachteten Luftsäule herrscht folglich indifferentes Gleichgewicht.

In einer anderen Schicht sei der Gradient kleiner als 1°. Bringen wir unseren Luftwürfel, der an der Erdoberfläche dieselbe Temperatur wie die ihn umgebende Luft hat, mit dieser also im Gleichgewichte ist, 100 m höher, so sinkt die Temperatur der Würfelluft um 1°. Die Temperatur der umgebenden Luft hat aber, zufolge der Voraussetzung, um weniger als 1° abgenommen. Die Würfelluft ist deshalb kälter und darum auch schwerer als die umgebende Atmosphärenluft. Diese kann folglich das Gewicht der Würfelluft nicht mehr aufheben. Der Würfel muß sich wieder senken. Ein Aufsteigen von Luftmassen ohne Einwirkung äußerer Kräfte kann also in diesem Falle nicht eintreten. Die Atmosphäre ist im stabilen Gleichgewicht.

Der Gradient sei nun größer als 1°. Die Temperatur des Luftwürfels sinkt bei der Hebung um 100 m um 1°. Die Außenluft hat sich, zufolge der Annahme, um mehr als 1° abgekühlt. Die Würfelluft kommt deshalb wärmer an und wird folglich auch leichter sein als die umgebende Luft. Der Würfel wird somit mit einem der Temperaturdifferenz entsprechenden Auftrieb weiter nach oben gedrängt und wird so lange aufsteigen, bis er in Schichten kommt, in denen das Temperaturgefälle gleich oder kleiner

Digitized by Google

als 1° pro 100 m Erhebung wird. Die Atmosphäre ist folglich im betrachteten Falle im *instabilen* Gleichgewicht. Schon beim geringsten Anstoß tritt eine Verschiebung von Luftmassen in lotrechtem Sinne ein. Überschreitet die Temperaturabnahme 3° pro 100 m, so werden die unteren Schichten trotz ihres größeren Druckes leichter als die oberen und steigen von selbst auf.

Zufolge der S. 34 gegebenen mittleren Gradienten ist die Atmosphäre in lotrechtem Sinne im stabilen Gleichgewichte. Verschiebungen oder Umlagerungen von größeren Luftmassen nach der Lotrechten können deshalb im allgemeinen bloß durch die Einwirkung äußerer Kräfte erfolgen.

Der feste Boden absorbiert die auf ihn fallenden Sonnenstrahlen schon in den obersten Schichten und reflektiert nur wenig Wärmestrahlen. Wasserflächen werden bis zu größeren Tiefen unmittelbar durchstrahlt. Die Oberfläche reflektiert einen beträchtlichen Teil der auftreffenden Wärmestrahlen, ein anderer Teil wird zur Verdampfung des Wassers verwendet. Der feste Boden erwärmt sich deshalb unter der Einwirkung der Sonnenstrahlung rascher und höher als Wasserflächen. Die Temperatur der Atmosphäre über Landflächen wird folglich im allgemeinen erheblich höher sein als über größeren Wasserflächen (Meere, Seen). Wir treffen also auf der Erdoberfläche, infolge der durch die Weltmeere gegebenen Verteilung von Wasser und Land, stets Gebiete, in denen die Lufttemperatur höher ist als in der Umgebung (Wärmeinseln) und ebenso Räume, in denen die Temperaturen tiefer sind als in der Umgebung (Kälteinseln). Wir sehen leicht ein, daß derartige fortdauernde Temperaturunterschiede in wagrechtem Sinne Anlaß geben müssen zur Entstehung von Druckunterschieden in horizontaler Richtung.

Digitized by Google

Wir denken uns einen lotrechten Schnitt durch eine Wärmeinsel gelegt (Fig. 7). Die Temperatur nehme vom Mittelpunkte O nach H und H′ hin ab. Wir nehmen ein Barometer und suchen alle jene Orte zusammen, in denen der Luftdruck genau 760 mm ist, dann alle Orte mit den Druckwerten 750 mm, 740 mm usw. Durch die Orte gleichen Druckes legen wir Flächen und nennen diese die Flächen gleichen Druckes. Ihre Schnittlinien mit der Erdoberfläche heißen die Linien gleichen Druckes oder Isobaren.

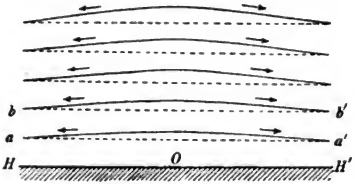


Abb. 7. Luftdruckänderungen und Luftströmungen über einer Wärmeinsel. Beginn der Störung.

Die über dem Wärmezentrum O aufliegenden Luftsäulen werden wegen ihrer höheren Temperatur ein geringeres Gewicht besitzen als eine gleich hohe Luftsäule an den kälteren Stellen um H und H′. Es ist deshalb auch eine höhere Luftsäule nötig, um dem Quecksilberdruck von 1 mm das Gleichgewicht zu halten. Die Druckabnahme nach oben wird somit in O langsamer erfolgen als in H und H′. Wir werden also bei O erst in größerer Höhe denselben Luftdruck erreichen, wie in den Orten um H und H′. Zufolge der vorausgehenden Überlegungen können wir sagen: Die Flächen gleichen Druckes heben sich bei der Annäherung vom kälteren an das wärmere Gebiet. In einer zur Wagrechten HH′ parallelen Ebene besteht deshalb vom Orte O aus eine Abnahme des Druckes nach allen Richtungen, ein Druckgefälle nach außen, vom wärmeren zum kälteren Gebiete. Infolge der leichten Verschiebbarkeit der Luftteilchen müssen diese schon beim geringsten Überdrucke, der in einer

Digitized by Google

wagrechten Ebene aa', bb' auftritt, in der Richtung des Druckgefälles in Bewegung geraten. Die Luft strömt deshalb vom Zentrum der Wärmeinsel nach außen so lange ab, bis der Druckausgleich erfolgt ist.

Dauert die Überwärmung in der Wärmeinsel längere Zeit fort, so tritt allmählich bis zu großen Höhen hinauf eine Hebung der Flächen gleichen Druckes ein. Es dehnt sich die ganze über der Wärmeinsel lagernde Luftsäule nach oben hin aus. Die in der Höhe aufgestaute Luft beginnt nach außen in wagrechten Richtungen abzuströmen (Abb. 8). Dadurch tritt eine zunehmende Anhäufung von Luftmassen über H und H' ein und als Folge derselben beginnt der Luftdruck an der Erdoberfläche und in allen Höhen bei H und H' zu steigen. Wegen der eintretenden Verdichtung wird die Luft schwerer, und es wird schon eine kürzere Luftsäule dem Quecksilberdruck von 1 mm das Gleichgewicht halten. Die Druckabnahme nach oben wird folglich jetzt bei H und H' langsamer erfolgen. Die Flächen gleichen Druckes *senken* sich in Bodennähe gegen das Wärmezentrum. Die Luft beginnt deshalb unten in der Richtung des Druckgefälles nach innen also von H und H' nach O zu strömen als Ersatz für die daselbst aufsteigende Luft. In der Wärmeinsel wird die Luft durch Vermittlung des überhitzten Erdbodens wieder erwärmt und steigt allmählich auf. Es entsteht dadurch ein geschlossener Kreislauf der Luft. Über der Wärmeinsel: Auflockerung, Verdünnung

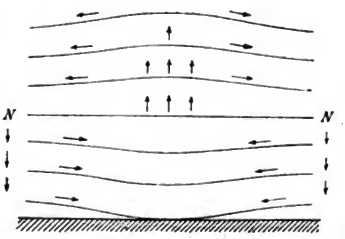


Abb. 8. Luftdruckänderungen und Luftströmungen über einer Wärmeinsel. Beharrungszustand.

der Luft infolge der Überwärmung, oben Abströmung; infolgedessen Druckvermehrung in der ganzen Umgebung der Wärmeinsel und unten Zuströmung zum Wärmezentrum. Über einer Kälteinsel ist der Kreislauf der Luft umgekehrt.

Kurz dauernde Temperaturdifferenzen in wagrechtem Sinne erzeugen demnach Ausgleichsströmungen in der Richtung des Temperaturgefälles, die aber bald erlöschen. Herrscht über einem größerem Gebiet dauernd ein Temperaturgefälle im selben Sinne, so gibt dieses Anlaß zu fortdauernden Ausgleichsströmungen. Diese müssen zufolge der vorausgehenden Darlegungen stets aus zwei wagrechten und zwei lotrechten Stromteilen bestehen. Wir beobachten an der Erdoberfläche gewöhnlich bloß den unteren mehr oder weniger wagrechten Stromteil.

Wir fanden, daß alle länger dauernden Strömungen in der Erdatmosphäre ihre letzte Ursache in fortdauernden Temperaturdifferenzen über größeren Gebieten haben. Dauernde Temperaturdifferenzen bestehen auf der Erdoberfläche zwischen den äquatorialen und den polaren Gebieten und in geringerem Maße auch zwischen den Meeren und den Kontinenten. Die Temperaturdifferenzen zwischen der heißen und den kalten Zonen haben dauernde Zirkulationsströmungen zur Folge, die Passatwinde; die Temperaturdifferenzen zwischen Wasser und Land bedingen die Land- und Seewinde und die großen Windsysteme der Monsune zwischen dem indischen Ozean und dem Hinterlande von Indien.

Nicht bloß durch thermische sondern auch durch dynamische Einflüsse können Druckdifferenzen in der Atmosphäre entstehen. Strömt über einem größeren Gebiet in der Höhe Luft zu, so tritt eine Anhäufung von Luftmassen ein, und der Luftdruck steigt an der Erdoberfläche. Es entsteht ein

Digitized by Google

Hochdruckgebiet. In diesem nimmt nach allen Seiten der Luftdruck ab. Die Luft strömt deshalb aus dem Hochdruckgebiet unten nach allen Richtungen ab. Wird ein Luftstrom gestaut, so nimmt er erfahrungsgemäß leicht eine wirbelförmige Bewegung an. Infolge der Wirkung der Zentrifugalkraft tritt in der Achse eine Luftverdünnung ein, welche auf die tiefer liegenden Schichten saugend wirkt. Die Luft erhält dadurch eine aufsteigende Bewegung. Der Luftdruck sinkt deshalb allmählich an der Erdoberfläche. Wir finden in den höheren und mittleren Breiten fast ständig derartige barometrische Tiefdruckgebiete. In diesen nimmt der Luftdruck von einem zentralen Gebiete aus nach allen Richtungen zu. Es tritt deshalb eine Luftstauung in der Richtung des Druckgefälles ein.

Auf einer ruhenden Erdoberfläche würde die Luft in der Richtung des stärksten Druckgefälles aus dem Gebiete des höchsten in das Gebiet des tiefsten Druckes abströmen. Infolge der Drehung der Erde wird jeder auf ihr bewegte Körper von seiner Bahn fortdauernd nach rechts abgelenkt. Die Notwendigkeit dieser Ablenkung erhellt aus folgender Überlegung. Wir bestimmen die Richtung eines auf der Erdoberfläche bewegten Körpers durch den Winkel, den seine Bewegungsbahn mit der durch den Beobachtungspunkt und den Himmelspol, d. i. der Punkt, nach welchem die verlängert gedachte Erdachse hinzielt, gelegte Gerade einschließt. Infolge der Erdrotation ändert diese Bezugslinie fortwährend ihre Richtung im Raume. Blicken wir in der Richtung zum Pole, so verschiebt sich der eine Endpunkt der Bezugsgeraden im Sinne der Erdrotation (West über Ost) von links nach rechts. Jeder Körper, auf den kein Zwang d. i. eine äußere Kraft wirkt, bewegt sich in einer geraden Linie. Da die Bezugslinie ihre Richtung fortwährend ändert, und diese Verschiebung durch die unmittelbare

Digitized by Google

Empfindung uns nicht zum Bewußtsein kommt, gewinnen wir den Eindruck, als würde der Winkel, den der bewegte Körper mit der Bezugslinie einschließt, in der Richtung von links nach rechts größer. Es hat den Anschein, als würde auf den bewegten Körper in der Richtung von links nach rechts dauernd eine Kraft wirken, welche ihn fortdauernd von der geradlinigen Bewegungsbahn nach rechts ablenkt. Wir bezeichnen diese scheinbare Kraft die ablenkende Kraft der Erdrotation. Auch auf- und absteigende Luftströme unterliegen dieser Ablenkung. Jeder aufsteigende Luftstrom erfährt eine Ablenkung nach Westen, jeder absteigende eine solche nach Osten.

Infolge der ablenkenden Kraft der Erdrotation geschieht die Zuströmung der Luft aus dem Hochdruckgebiet zum Tiefdrucke nicht in der Richtung des größten Druckgefälles, sondern die Bewegungsbahn weicht nach rechts ab von der Richtung der Gradienten. Die Luft umkreist deshalb in spiralförmiger Bahn das Gebiet tiefsten Luftdruckes. Die Tiefdruckgebiete oder barometrischen Minima pflanzen sich zumeist in der Richtung von West nach Ost über den europäischen Kontinent fort. Die Stärke der auftretenden Luftströmungen ist bestimmt durch den Gradienten d. i. die Druckabnahme auf einer Strecke von 1 Äquatorgrad = 111 km. Einem Gradienten von 1 mm Quecksilbersäule entspricht eine maximale Windgeschwindigkeit von $v = 14$ m/sec. Es ist dies schon ein sehr heftiger Wind, der sich Sturmesstärke nähert, ganze Bäume bewegt und das Gehen erschwert. Bei einem Gradienten von 4 mm kann die Windgeschwindigkeit 30 m/sec erreichen. Wir bezeichnen einen Wind von dieser Stärke als schweren Sturm. Die größten mittleren Gradienten betragen in Europa rund 1 mm. Auf kleineren Gebieten können viel erheblichere Gradienten auftreten, die aber nur ganz lokale Ausgleichsströmungen

Digitized by Google

bedingen. Infolge der Unebenheit der Erdoberfläche über dem Festlande und der dadurch bedingten Wirbelbildung und Reibung der strömenden Luft sind die beobachteten Windgeschwindigkeiten erheblich geringer, als den theoretischen Maximalwerten entspricht. Ein Gradient von 1 mm erzeugt infolge dieser dämpfenden Wirkung der Erdoberfläche bloß eine mittlere Windgeschwindigkeit von 3—5 m/sec. Die Bewegung der großen barometrischen Tiefdruckgebiete und die Änderung der sie begleitenden Windsysteme läßt sich für längere Zeit (bis etwa 24 Stunden) schon mit recht großer Sicherheit voraussagen. Dies gilt aber nicht für die kleineren, bloß lokal auf engbegrenzten Gebieten auftretenden Wirbel, welche eine Folge der Überwärmung von Luftmassen oder aus dynamischen Ursachen entstehen (Gewitterböen). Gerade diese kleineren Wirbel sind deshalb für die Luftschiffahrt von größter Wichtigkeit. Auf ihr unvermutetes und plötzliches Auftreten ist ein großer Teil der Unfälle mit Lenkballons und Flugmaschinen zu setzen.

Infolge der nicht gleichmäßigen Temperaturabnahme mit der Höhe an verschiedenen Orten verlaufen die Flächen gleichen Druckes nicht immer parallel zueinander, das Druckgefälle ist also nicht für alle Punkte dasselbe, sondern es ist veränderlich von Ort zu Ort. Ist die Temperaturschichtung derart, daß in allen Luftsäulen gleicher Höhe ein Überdruck in gleichem Sinne auftritt, so wird die Atmosphäre von der Erdoberfläche bis zu einer gewissen Höhe hinauf in einheitliche Strömung geraten. Erfolgt die Temperaturabnahme ungleichartig, so können sich auch bloß in einzelnen Schichten Strömungen ausbilden, die zunächst durch windstille Schichten getrennt sind. Entsprechend dem Sinne der Temperaturverschiedenheit in gleichen Höhen und den dadurch bedingten Druckunterschieden kann auch die Strömungsrichtung in den aufeinanderfolgenden Schichten ver-

Digitized by Google

schieden sein. Erfahrungsgemäß zerfällt die Atmosphäre in der Tat gewöhnlich in eine Reihe von Schichten, die eine größere oder geringere Mächtigkeit haben und in denen Windrichtung und Windstärke sich meist sprungweise ändern. Schichten mit Windstille oder schwacher Strömung wechseln mit Zonen heftiger Luftbewegung. An der Erdoberfläche kann noch Windstille vorhanden sein und schon in geringer Höhe die Luft mit großer Geschwindigkeit dahinströmen und umgekehrt. Im Frühsommer sehen wir nicht selten die Wolken mit Sturmeseile dahinfliegen, während unten völlige Windstille herrscht und kein Blatt an den Bäumen sich rührt. Wenn die obere Strömung nur lange genug fortdauert, beobachten wir, daß sie langsam nach unten vordringt, bis sie schließlich den Boden erreicht. Eine bewegte Luftschicht setzt also, wenn sie über oder auch unter einer ruhenden hinströmt, diese allmählich mit in Bewegung, wodurch die bewegte Luft mit der unbewegten sich vermischt und die Strömung abgeschwächt wird. Daraus folgt, daß scharf begrenzte Trennungsflächen zwischen den aufeinanderfolgenden Schichten nicht dauernd bestehen können, sondern daß eine fortwährende Mischung der bewegten mit den ruhenden oder langsamer strömenden Luftmassen eintreten muß. Die Erfahrung lehrt, daß in unseren Breiten mehrere Schichten von verschiedener Richtung und Geschwindigkeit viele Stunden übereinander fortbestehen können, bis eine völlige Durchmischung eingetreten ist.

In der Nähe der Erdoberfläche weht der Wind auch im freien Terrain meist wellenförmig. Es ist kein gleichförmiger Strom sondern eine Aufeinanderfolge von länger oder kürzer dauernden Stößen. Der Wind schwillt meist rasch an, und flaut dann wieder fast ebenso plötzlich ab. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Windstößen tritt nicht selten für kurze Zeit auch völlige Windstille ein. Die Ungleichförmig-

Digitized by Google

keit des Windstromes erstreckt sich selbst bis zu großen Höhen. Durch Messungen mittels sehr empfindlicher Instrumente hat sich ergeben, daß auch ein Windstrom von anscheinender Gleichförmigkeit noch immer eine Folge von sehr rasch aufeinanderfolgenden Stößen bildet (Abb. 9). Eine weitere Störung der gleichförmigen Strömung bedingt die Reibung und Ablenkung der Luft durch die Unebenheiten der Erdoberfläche. Es bilden sich dadurch auch Windwirbel mit wagrechter Achse aus, das sind Luftpartien, in denen der Wind

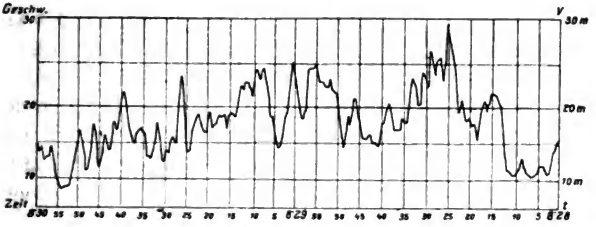


Abb. 9. Gefüge der atmosphärischen Windströmung. Änderungen der wagrechten Komponente der Windgeschwindigkeit (Meter pro Sekunde) während zwei Minuten am 8. Februar 1889 (8 Uhr 28 Min. bis 8 Uhr 30 Min. morgens) in Perpignan.

nicht bloß eine wagrechte, sondern auch eine ab- oder aufwärts gerichtete Bewegungskomponente hat.

Die Strömungsgeschwindigkeit der Atmosphäre nimmt mit der Entfernung von der Erdoberfläche meist sehr rasch zu. Schon in 300 m Höhe ist zufolge der Beobachtungen am Eiffelturm im Winter die mittlere Strömungsgeschwindigkeit nahezu 5 mal größer als in 20 m Höhe über der Erde. Auch in den Sommermonaten ist oben die Windgeschwindigkeit im Mittel 4 mal größer als in Bodennähe. Bezogen auf das ganze Jahr ergibt sich nach diesen Beobachtungen, welche sich über 6 Jahre erstrecken, die mittlere Windgeschwindigkeit in Eiffelturmhöhe zu mehr als 30 km, während sie in Bodennähe weniger als 8 km ist. Aus den zahlreichen

Digitized by Google

wissenschaftlichen Ballonfahrten, welche in den letzten Jahrzehnten ausgeführt wurden, hat sich ergeben, daß in der Höhe von 1000—2000 m die Windgeschwindigkeit im Mittel nahezu doppelt so groß ist wie an der Erdoberfläche und in der Höhe von 3000—4000 m sogar mehr als 3 mal so groß wird wie in Bodennähe. Bei bedecktem Himmel und niedrigem Barometerstand nimmt im allgemeinen die Windstärke fortwährend mit der Höhe zu. Bei schönem Wetter und hohem Luftdruck wird die Windstärke dagegen mit der Höhe geringer, sowie man sich über etwa 50 m erhoben hat. Durch die Unebenheiten der festen Erdoberfläche wird die Windgeschwindigkeit sehr stark verringert. Sie ist um so größer, je flacher und ebener das Land ist. Wälder schwächen die Winde erheblich und wirken wie Schutzwände. Den geringsten Widerstand findet die Luftbewegung über den Wasserflächen. Die Windgeschwindigkeit ist deshalb, unter sonst gleichen Umständen, über den Meeren und an flachen Küsten am stärksten.

Mit zunehmender Höhe ändert sich nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Richtung der Luftströmung. Die oberen Winde weichen nach rechts ab. Für einen Beobachter, der dem Wind das Gesicht zukehrt, kommen also die Winde in größeren Höhen aus einer mehr nach rechts gelegenen Richtung. Liegen mehrere Windströme übereinander, so folgen diese nach oben zu spiralförmig aufeinander. Die Ursache der Abweichung der oberen Winde von der Bodenströmung bildet die ablenkende Kraft der Erdrotation. Da diese mit der Strömungsgeschwindigkeit wächst und die Windstärke nach oben zumeist größer wird, nimmt auch die Ablenkung zu mit der Entfernung von der Erdoberfläche.

Wir wissen aus der alltäglichen Erfahrung, daß in unseren Breiten von Tag zu Tag, ja nicht selten von Stunde zu Stunde, der Wind nach Richtung und Geschwindigkeit sich ändert.

Digitized by Google

Der Wind kann bei uns aus allen Richtungen des Horizontes blasen. Es überwiegen erfahrungsgemäß aber doch weitaus die Strömungen aus dem westlichen Viertel des Horizontes. Die über ein halbes Jahrhundert sich erstreckenden Beobachtungen an der Zentralanstalt für Meteorologie in Wien haben ergeben, daß in allen Monaten die Winde aus West und Nordwest schon 40—60 Prozent der Häufigkeit aller übrigen Richtungen zusammengenommen erreichen. Die Ursache dieses Überwiegens der Westwinde liegt darin, daß sich die barometrischen Tiefdruckgebiete über das nördliche und mittlere Europa zumeist in der Richtung von West nach Ost bewegen und Wien und ganz Süddeutschland gewöhnlich auf der Südseite der Tiefdruckgebiete liegen, wo die westlichen Winde vorherrschen. Mit der Erhebung über den Erdboden tritt die überwiegende Häufigkeit der Westwinde noch deutlicher hervor. Winde aus östlichen Richtungen werden über 2000 m schon ziemlich selten. Auf dem 2500 m hohen Säntis ist die Häufigkeit der Westwinde über viermal größer als jene der Ostwinde.

Von 49 über ganz Deutschland verteilten Orten liegen Windbeobachtungen vor, die sich durchschnittlich über 21 Jahre erstrecken. Die Bearbeitung dieser Aufzeichnungen durch Aßmann hat ergeben, daß im Mittel in 93 Prozent aller Beobachtungen, die täglich dreimal (morgens 7 oder 8 Uhr, nachmittags 2 Uhr und abends um 8 oder 9 Uhr) angestellt wurden, Windstärken unter 10 m/sec herrschten. In Höhen bis zu 950 m bliesen in 86 Prozent der Beobachtungen Winde von 10 m/sec oder weniger.

Als eigentliche Stürme bezeichnet der Meteorologe Winde, deren mittlere Strömungsgeschwindigkeit, bezogen auf eine ganze Stunde, 70 km erreicht oder überschreitet. Die mittlere Anzahl der Tage im Jahre, an denen Stürme auftraten, betrug für den Zeitraum von 21 Jahren:

Berlin und Breslau 4, Aachen und Leipzig 19, Kiel 27, Hamburg 38, Bochum 58. Nach den Aufzeichnungen der letzten drei Jahrzehnte kann man in Wien jährlich auf 18 Sturmtage rechnen; davon entfallen auf die Monate November bis März im Mittel schon 2/3 aller Sturmtage des ganzen Jahres.

Nach den bisherigen Beobachtungen kann man als mittlere größte Windgeschwindigkeit in Wien 130 km in der Stunde annehmen; einzelne Windstöße erreichten schon eine Stärke von mehr als 140 km. Bei dem großen Novembersturme des Jahres 1894 gab der Windmesser auf dem Eiffelturme eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 150 km an. Einzelne Stöße ergaben sogar bis zu 180 km Geschwindigkeit. Bei einer wissenschaftlichen Ballonfahrt von Berlin nach Antwerpen wurde am 1. Februar 1902 von Linke eine mittlere Fluggeschwindigkeit von 123 km in der Stunde beobachtet. Die größte Durchschnittsgeschwindigkeit während 75 Minuten war 55 m in der Sekunde oder 203 km in der Stunde.

Der Wind weht in der Ebene und über Meeresflächen stets fast oder völlig horizontal. Nur an steilen Berglehnen oder auf Berggipfeln können wir auch kräftige aufsteigende Luftbewegungen beobachten, sowie lokal in nächster Nähe von Hindernissen, die der bewegten Luft im Wege stehen. Länger dauernde aufsteigende Luftbewegungen, Winde lotrecht nach oben oder unten, können über größeren ebenen Gebieten nicht vorkommen. Nur in den Luftwirbeln mit wagrechter Achse, den Böen, welche einem Gewitter zumeist vorangehen, besitzt die Luft eine kräftige aufsteigende Bewegung. Bei einer von Hildebrandt und Miethe im Juni 1902 unternommenen Ballonfahrt gerieten die Luftschiffer in die Böe eines Gewitters, durch welche der Ballon mehrfach von 100 m bis zu 2000 m emporgerissen wurde.

Digitized by Google

Gewitterböen sind deshalb gefährliche Klippen der Luftschiffahrt, welche den Lenkballons und den ballonfreien Flugmaschinen gleich verhängnisvoll werden und denen der Luftschiffer nur durch rechtzeitiges Landen entgehen kann.

2. Die Gesetze des Luftwiderstandes und des Winddruckes.

Wir versetzen einen zylindrischen Körper in einem geschlossenen Raume um eine wagrechte Achse AB (Abb. 10) in gleichförmige Drehung. Selbst wenn die Mantelfläche

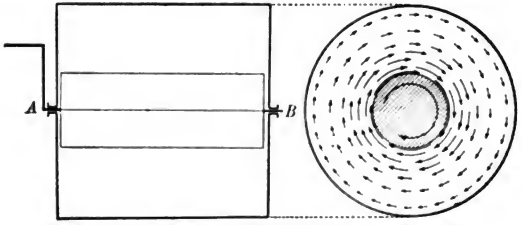


Abb. 10. Innere Reibung (Zähigkeit der atmosphärischen Luft).

des Zylinders völlig glatt poliert ist, beobachten wir doch nach einiger Zeit, daß die anliegenden Luftschichten im selben Sinne, wie die Drehung des Zylinders erfolgt, in Bewegung geraten sind. Durch Rauchbeimengung oder durch feine Seidenfäden, die wir in verschiedenen Entfernungen von der Drehachse anbringen, können wir auch das Fortschreiten der drehenden Bewegung der Luft nach außen hin leicht beobachten. Mittels sehr feiner Meßinstrumente sind wir sogar imstande, die Geschwindigkeit der Luft an jeder Stelle des Bewegungsbereiches zu messen. Führen wir derartige Messungen in einem Schnitte senkrecht zur Drehachse AB aus, so erhalten wir folgendes Ergebnis. Die der Mantelfläche zunächst liegenden Luftteilchen besitzen die

Digitized by Google

größte Geschwindigkeit. In Abb. 10 gibt die Pfeillänge ein Maß der Drehgeschwindigkeit der Luftteilchen. Mit der Entfernung von der Achse nimmt die Geschwindigkeit der Luftteilchen ab, bis sie in einer gewissen wesentlich von der Dauer und der Geschwindigkeit der Drehbewegung abhängigen Distanz verschwindend klein wird. An der Oberfläche der rotierenden Walze haftet ein sehr feines Lufthäutchen, dessen Drehgeschwindigkeit folglich nicht kleiner sein kann, als die Drehgeschwindigkeit der Oberflächenpunkte des Mantels. Bei der Drehung schiebt sich dieses Lufthäutchen über die anliegende Luftschicht hinweg. Wäre die atmosphärische Luft ein absolut glatter und deshalb völlig reibungsfreier Körper, so könnte das der Manteloberfläche anhaftende Lufthäutchen auf die anliegenden Luftschichten keinerlei ziehende oder schiebende Wirkung ausüben. Der beschriebene Versuch lehrt, daß das am Zylindermantel anhaftende Lufthäutchen die anliegenden Luftschichten in Bewegung setzt. Es muß sonach den Luftteilchen eine Beschleunigung eingeprägt werden, da ja ein Übergang von Ruhe in Bewegung ohne Beschleunigung nicht möglich ist. Als Ursache dieser Beschleunigung setzen wir eine Kraft, die wir die innere Reibung der Gase nennen. Wir teilen die den Zylinder umgebenden Luftschichten in Ringe von sehr geringer aber gleicher Dicke, die wir von der ersten, dem rotierenden Lufthäutchen unmittelbar anliegenden, nach der Reihe der Ziffern bezeichnen. Die erste Schicht wird durch das der Mantelfläche anhaftende Lufthäutchen unmittelbar in Bewegung gesetzt und nimmt in der Zeit t_1 eine bestimmte Geschwindigkeit v_1 an, welche aber stets kleiner bleibt als die Drehgeschwindigkeit des Lufthäutchens und somit auch der Mantelfläche des Drehkörpers. Die erste Schicht wirkt auf die anliegende zweite ziehend, beschleunigend und erteilt dieser in der Zeit t_2 die Geschwindigkeit v_2, wobei

Digitized by Google

wieder v_2 kleiner ist als v_1. In dieser Weise überträgt sich die Bewegung des Lufthäutchens wenn auch mit verminderter Geschwindigkeit auf die anliegenden Luftschichten. Es sei v die Drehgeschwindigkeit der Oberfläche der umlaufenden Walze und somit auch des anliegenden Lufthäutchens und l die Entfernung von der Drehachse. Die Kraft R, welche auf die Flächeneinheit der Manteloberfläche wirken muß, um den Reibungswiderstand zu überwinden, können wir innerhalb der erfahrungsgemäß festgelegten Grenzen proportional der Drehgeschwindigkeit v und umgekehrt proportional der Distanz e setzen also

$$R = u \cdot \frac{v}{e}. \qquad (51)$$

Die Größe u nennen wir den Zähigkeitskoeffizienten der atmosphärischen Luft. Für $v = 1$ und $e = 1$, wird $R = u$; der Zähigkeitskoeffizient stellt also die Reibungskraft dar, welche auf die Flächeneinheit einer jeden von zwei wagrechten, um die Streckeneinheit voneinander entfernten Ebenen wirkt, wenn die eine ruht, während die andere sich mit der Geschwindigkeitseinheit bewegt. Die innere Reibung der atmosphärischen Luft ist sehr gering. Sie ist vom Druck unabhängig und wächst mit der Temperatur im selben Maße wie der Ausdehnungskoeffizient der Gase. Für die Temperatur 0° ist nach Maxwell $u = 0{,}000187$.

Die Hemmungskraft, welche zwischen zwei mit verschiedener Geschwindigkeit übereinander hinströmenden Luftschichten vorhanden ist, bezeichnen wir als innere Reibung im Gegensatze zur Oberflächenreibung, welche zwischen der Oberfläche eines Körpers und der anliegenden Luftschicht bei gegenseitiger Verschiebung auftritt. Wir wissen schon, daß an jedem mit der Atmosphäre in Berührung stehenden Körper ein feines Lufthäutchen dauernd anliegt; es erfolgt aber auch bei dem als Oberflächenreibung bezeich-

Digitized by Google

neten physikalischen Vorgang die Reibung von Luft gegen Luft.

Die Kraft P, welche auf die Flächeneinheit wirken muß, um der Oberflächenreibung das Gleichgewicht zu halten, können wir innerhalb der erfahrungsgemäß festgelegten Grenzen angenähert dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional setzen, also

$$P = c \cdot v^2. \qquad (52)$$

Die Beizahl c nennen wir den Koeffizienten der Oberflächenreibung. Für $F = 1$ und $v = 1$, wird $P = c$; der Koeffizient der Oberflächenreibung gibt also die Größe der Kraft an, welche auf die Einheit der Oberfläche eines Körpers wirken muß, um diesen mit der Geschwindigkeitseinheit zu verschieben. Für atmosphärische Luft hat die Oberflächenreibung eine sehr geringe Größe; es ist nach den Messungen von Albert Frank $c = 0{,}000551$. Ein Einfluß der Substanz der Oberflächen, welche zur Messung verwendet wurden (Weißblech, Zinkblech, Eisenblech) auf die Größe des Reibungswiderstandes war nicht erkennbar.

Infolge der Oberflächenreibung und der inneren Reibung der Luft erfordert die Drehung der Walze in dem vorausgehend beschriebenen Versuche den fortdauernden Aufwand einer bestimmten Arbeit. Diese Arbeit wird zum Teil dazu verbraucht, den in Bewegung gesetzten Luftschichten ihre Geschwindigkeit zu erteilen. Lassen wir die Drehung lange genug fortdauern, so tritt allmählich ein Beharrungszustand ein; die einzelnen Luftschichten ändern von da ab ihre Geschwindigkeit nicht mehr. Es erfolgt deshalb auch kein weiterer Verbrauch von Arbeit zur Erzeugung von Bewegungsenergie. Trotzdem bedingt die Drehung der Walze mit gleichbleibender Geschwindigkeit erfahrungsgemäß den fortgesetzten Aufwand von Arbeit. Was geschieht mit dieser? Sie wird vollständig verbraucht zur Überwin-

Digitized by Google

dung der inneren und der Oberflächenreibung an der Mantelfläche der umlaufenden Walze und der Innenwand des Behälters. An Stelle der zur Drehung der Walze verbrauchten Arbeit erscheint ein gleichwertiger Betrag von Wärmeenergie. Wir sagen kurz: Die verbrauchte Arbeit wandelt sich in Wärme um.

Wir denken uns den zylindrischen Körper ringförmig gekrümmt. Der Durchmesser des Ringes sei so groß, daß wir jedes beliebige aus dem Ring herausgeschnittene Stück ohne merklichen Fehler noch als Zylinder mit gerader Achse ansehen können. Den Ring denken wir uns in seiner Ebene in Drehung versetzt. Wegen der angenommenen außerordentlichen Größe des Ringes wird auch die Bewegungsrichtung, soweit wir sie zu verfolgen imstande sind, als geradlinig angenommen werden können. Die Bewegung des rotierenden Zylinderringes wird die umgebende Luft in doppelter Weise beeinflussen. An der Oberfläche des Ringes wirkt die Oberflächenreibung der Luft und in größerer Entfernung die innere Reibung als bewegungsverzögernde Gegenkraft. Erfolgt die Drehung des Ringes mit der Geschwindigkeit v (m/sec), so erfordert ein Ringstück von der Länge l bzw. der Mantelfläche F_m (m^2), den fortdauernden Aufwand der Arbeit A_r, und es ist zufolge (52)

$$A_r = P \cdot v = L \cdot F_m \cdot v^3. \qquad (53)$$

Die Anordnung des rotierenden Ringes mit außerordentlich großem Durchmesser haben wir gewählt, um jede Einwirkung der Luft, welche sich vor der Stirnfläche und hinter der Rückenfläche eines bewegten Körpers befindet, vollkommen auszuschließen. Wir denken uns nun aus dem rotierenden Ring ein Stück herausgeschnitten, von dessen Krümmung wir absehen können. Den übrigen Teil des Ringes denken wir uns vollständig entfernt. Wir haben

Digitized by Google

jetzt also einen Zylinder mit gerader Achse und senkrecht dazu abgeschnittenen Endflächen vor uns. Der Zylinder bewegt sich in der Richtung der Achse mit der Geschwindigkeit v. Die beiden Endflächen werden auf die ihnen anliegenden Luftschichten nicht ohne Einwirkung bleiben und die Bewegung des Zylinders in bestimmter Weise beeinflussen. Diesen Einfluß wollen wir nun der Art und dem Maße nach kennen lernen. Zu dem Zwecke werden wir uns zunächst auf die Betrachtung eines vereinfachten Falles beschränken.

Wir nehmen an, der Zylinder sei ein absolut starrer und unelastischer Körper und in einem vollständig mit Flüssigkeit gefüllten Behälter eingeschlossen. Die Wände des Gefäßes seien gleichfalls vollkommen starr und unelastisch, dagegen sei die Flüssigkeit vollkommen elastisch, d. h., es werde die beim Zusammendrücken aufgespeicherte Spannungsenergie bei der Ausdehnung (Entspannung) ohne jeden Verlust wieder zurückgewonnen. Wir nehmen weiter noch an, die Flüssigkeit sei vollkommen reibungslos. Dies besagt: Verschiebt sich eine Flüssigkeitsschicht mit einer beliebig großen Geschwindigkeit über eine ihr anliegende ruhende oder bewegte Schicht, so ändert sich die Geschwindigkeit der bewegten Schicht nicht. Die Verschiebung zweier angrenzenden Flüssigkeitsschichten erfordert in diesem Falle also auch keine irgendwie meßbare Antriebskraft. Wir können uns die hier vorausgesetzte ideale Flüssigkeit etwa unter dem Bilde von feinst polierten kleinsten Stahlkügelchen vorstellen. Die Zusammendrückbarkeit der Kügelchen sei aber außerordentlich viel größer als jene von Stahl; sie sei etwa ähnlich der eines porösen Schwammes oder eines Gummiballes. Es genügen also schon geringe Kräfte, um sehr beträchtliche Raumverminderungen zu bewirken. Um auch den Unterschied der Einwirkung der Schwerkraft auf die

Digitized by Google

Flüssigkeit und den in sie eingetauchten Zylinder außer acht lassen zu können, nehmen wir noch an, der Zylinder und die Flüssigkeit befänden sich in so großer Entfernung von der Erdoberfläche, daß wir deren Gewicht, als verschwindend klein, vernachlässigen können.

Wir lassen auf den Zylinder in der Richtung der Achse eine Kraft von gleichbleibender Größe wirken. Der Zylinder wird sich unter dem Einflusse dieser Kraft mit zunehmender Geschwindigkeit in der Flüssigkeit verschieben. Solange der Zylinder in Ruhe ist, herrscht in allen Punkten seiner Oberfläche, in allen Punkten der Flüssigkeit und in allen Punkten der Innenwand des Behälters, gemäß den vorausgesetzten Eigenschaften der Flüssigkeit, der gleiche Druck. Der absolute Betrag dieses Druckes ist an sich ohne Bedeutung, er kann als beliebig groß oder auch beliebig klein angenommen werden. Verschiebt sich der Zylinder unter der Einwirkung einer äußern Kraft in der Achserichtung, so übt die Stirnseite auf die anliegenden Flüssigkeitsteilchen einen Überdruck aus, den wir auf die Flächeneinheit gleich p setzen. Infolge dieses Überdruckes auf die Stirnseite werden die dieser anliegenden Flüssigkeitsteilchen zusammengepreßt, und es wird dadurch ein elastischer Gegendruck von gleicher Größe geweckt. Dieser Gegendruck überträgt sich gemäß unserer Annahme der vollkommenen Reibungslosigkeit und Elastizität der Flüssigkeit ohne jede Abschwächung, und in sehr kurzer Zeit durch die ganze Flüssigkeit auf die Wände des Gefäßes, aber auch auf alle Punkte der Mantelfläche und ebenso der Rückseite des bewegten Zylinders. Es wird also auch die Rückwand des Zylinders den gleichen aber entgegengesetzten Druck erfahren wie die Stirnseite. Der elastische Gegendruck der Flüssigkeit hat auf der Rückseite des bewegten Zylinders die gleiche Größe, aber die entgegengesetzte Richtung wie auf der Stirnseite, er wirkt folglich

nicht als Widerstand, sondern als Antriebskraft. Dies besagt: Die Fortbewegung des Zylinders mit gleichbleibender Geschwindigkeit erfordert nicht den fortdauernden Verbrauch von Arbeit. Ziehen wir die Kraftwirkungen in Betracht, welche die Flüssigkeit als Ganzes auf den in ihr mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegten Körper ausübt, so können wir auch sagen: Die Bewegung des Körpers erfährt beim Fortschreiten durch die Flüssigkeit keine Hemmung, keinen Widerstand. Auf die Stirnseite des bewegten Körpers werden durch die Zusammendrückung der Flüssigkeit bloß elastische Spannkräfte erzeugt, welche bei der elastischen Entspannung an der Rückseite die ganze aufgespeicherte Arbeit an den bewegten Körper verlustfrei wieder zurückgeben. Ist F der Inhalt der Stirnfläche, und v die Verschiebungsgeschwindigkeit des Zylinders, so müßte, wenn die Flüssigkeit vollkommen unzusammendrückbar wäre, per Zeiteinheit ein Flüssigkeitskörper vom Rauminhalt $V = F \cdot v$ aus der Bewegungsbahn weggeschafft und längs des Zylindermantels auf die Rückseite gebracht werden. Infolge der angenommenen leichten Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeit wird der tatsächlich per Zeiteinheit von der Stirn- auf die Rückseite geschaffte Flüssigkeitskörper den kleineren Rauminhalt $V' = n \cdot V = n \cdot F \cdot v$ besitzen, wenn n eine Zahl kleiner als 1 ist, deren Betrag vom Grade der Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeit abhängt. Die Flüssigkeitsteilchen zirkulieren demnach um den bewegten Körper, von dessen Stirnseite längs des Mantels nach der Rückseite. Mit zunehmender Verschiebungsgeschwindigkeit v wird auch die Geschwindigkeit der Zirkulationsströmung der Flüssigkeit längs des Mantels des Zylinders wachsen und die in der zirkulierenden Flüssigkeitsmasse steckende Bewegungsenergie beträchtliche Werte annehmen. Würde auf der Rückseite des Zylinders, der sich mit der Geschwindigkeit v

Digitized by Google

vorwärts bewegt, die Flüssigkeit nicht mit derselben Geschwindigkeit nachströmen, so müßte ein flüssigkeitsfreier Raum entstehen. Durch den Druck P, unter dem die ganze Flüssigkeitsmasse steht, und den Überdruck p an der Stirnseite, der infolge der Bewegung auftritt, wird der Flüssigkeit hinter der Rückseite des Zylinders eine Beschleunigung erteilt, so daß sie den sonst entstehenden, flüssigkeitsfreien Raum stets auffüllt. An der Stirnseite wird bei der Fortbewegung des Zylinders eine gewisse Flüssigkeitsmenge, deren Größe von der Größe der Fläche und deren Verschiebungsgeschwindigkeit abhängen wird, zusammengedrückt und dadurch eine elastische Gegenkraft erzeugt. Diese erteilt wieder einer gewissen Flüssigkeitsmenge, welche längs des Mantels des Zylinders abströmt, eine Beschleunigung und wandelt sich dadurch in Bewegungsenergie um. Die längs des Mantels abströmende Flüssigkeit wird an der Rückseite des Zylinders gestaut, ihre Geschwindigkeit nimmt ab. Die Bewegungsenergie wandelt sich wieder in elastische Spannungsenergie um, welche bei der Entspannung dem bewegten Zylinder einen Vortrieb erteilt, der gleich ist dem Rücktrieb, der auf der Stirnseite auftritt. Erfahrungsgemäß kann jeder beliebige Betrag von Spannungsenergie oder von Bewegungsenergie in Wärmeenergie übergeführt werden, dagegen ist es nicht möglich, jede beliebige Wärmemenge verlustfrei in Bewegungs- oder in Spannungsenergie wieder zurückzuverwandeln. Durch den Ausschluß jeglicher Reibung und der Annahme vollkommener Elastizität der Flüssigkeitsteilchen kann auch keine Umwandlung von Spannungs- oder von Bewegungsenergie in Wärmeenergie stattfinden.

Die Temperatur der ganzen Flüssigkeitsmasse behält deshalb einen unveränderlichen Wert. Summieren wir die Spannungs- und die Bewegungsenergie der sämtlichen

Digitized by Google

Masseteilchen der Flüssigkeit des ganzen Behälters, so ändert diese Summe ihren Wert nicht. Es findet also durch die Bewegung des Körpers in der Flüssigkeit kein Verbrauch von Energie statt. Die Bewegung erfolgt deshalb widerstandsfrei; die dauernde Erhaltung einer gleichbleibenden Geschwindigkeit bedingt nicht das Vorhandensein einer Antriebskraft von bestimmter Größe. Die bisher angestellten Überlegungen gelten auch ganz unabhängig von der Form und den Abmessungen des bewegten Körpers sowie von der Dichte der Flüssigkeit und des Körpers. Wenn die gemachten Voraussetzungen (absolute Reibungsfreiheit und vollkommene Elastizität der Flüssigkeitsteilchen) streng erfüllt sind, erfolgt die Fortbewegung jedes Körpers, auch ganz unabhängig von dessen Geschwindigkeit widerstandsfrei; es ist demnach in diesem Falle zur Erhaltung einer gleichförmigen Geschwindigkeit keine Arbeitsleistung erforderlich.

Alle in der Erfahrung gegebenen tropfbar-flüssigen und auch alle gasförmigen Körper können nicht als reibungsfrei angesehen werden. Lassen wir die Voraussetzung der Reibungsfreiheit der Flüssigkeitsteilchen fallen, so findet eine verlustfreie Umsetzung von Spannungsenergie in Bewegungsenergie und umgekehrt nicht mehr statt, da ein erheblicher Bruchteil derselben fortgesetzt durch die innere Reibung aufgezehrt wird und sich in Wärmeenergie umwandelt. Dadurch nehmen einzelne Flüssigkeitsteilchen eine höhere Temperatur an, als die in der Umgebung liegenden Teilchen. Durch Leitung überträgt sich die Wärme auch auf die anliegenden Teilchen und es findet so allmählich ein Temperaturausgleich statt. Die mittlere Temperatur der ganzen Flüssigkeit nimmt aber ständig zu. In einem Raum, in dem alle Teilchen die gleiche Temperatur angenommen haben, ist eine Rückverwandlung von Wärmeenergie in Bewegungsenergie oder in Spannungsenergie nicht möglich.

Digitized by Google

Die in Wärme umgewandelte Energie geht deshalb größtenteils verloren, sie bedingt die Notwendigkeit eines fortwährenden Energieaufwandes für die Erhaltung einer gleich bleibenden Geschwindigkeit des in der Flüssigkeit bewegten Körpers. Die Bewegung eines Körpers in einer nicht reibungsfreien, einer zähen Flüssigkeit, bedingt demnach zur Erhaltung einer gleich bleibenden Geschwindigkeit stets den fortdauernden Aufwand einer bestimmten Arbeitsleistung.

Wir sagen: Die Flüssigkeit setzt der Bewegung des Körpers einen Widerstand entgegen.

Den vorausgehenden Überlegungen haben wir entnommen, daß der bei der Bewegung eines Körpers durch ein flüssiges Mittel erfahrungsgemäß stets auftretende Widerstand in letzter Linie auf Rechnung der inneren Reibung der Flüssigkeitsteilchen zu setzen ist. Die Gesamthemmung, die bei der Fortbewegung eines Körpers durch die Atmosphäre auftritt, bezeichnen wir kurz als Luftwiderstand. Diesem muß durch eine äußere Kraft, die Antriebskraft, dauernd das Gleichgewicht gehalten werden, wenn die Geschwindigkeit des Körpers ihren Wert unverändert beibehalten soll. Ist die Antriebskraft nicht fortdauernd gleich dem Luftwiderstande, so wird die Bewegung gebremst; die Geschwindigkeit nimmt ununterbrochen ab und nähert sich allmählich dem Nullwerte.

Eine zahlenmäßige Bestimmung des Luftwiderstandes in Abhängigkeit von dem physikalischen Zustande der Luft (Temperatur, Dichte, Reibungskoeffizient) von den Abmessungen des bewegten Körpers, dessen Form und der Geschwindigkeit, ist auf Grund rein theoretischer Überlegungen bisher noch nicht möglich. Wir sind deshalb vollständig auf die Ergebnisse messender Versuche angewiesen. Der Luftwiderstand wirkt bei allen Verschiebungen eines Körpers in der Atmosphäre als bewegungsverzögernde Kraft. Er

Digitized by Google

ist deshalb mechanisch eindeutig gekennzeichnet durch Angriffspunkt, Richtung und Größe. Wir können die Größe des Luftwiderstandes gegen einen gegebenen Körper auf statischem Wege messen, indem wir diesen mit gleichbleibender Geschwindigkeit durch die Luft treiben und den Überdruck gegen dessen Stirnweite durch Gewichte oder Federn das Gleichgewicht halten oder nach der dynamischen Methode, indem wir die Geschwindigkeitsänderungen des bewegten Körpers unter dem Einflusse des Luftwiderstandes messend verfolgen. Bei der statischen Messung wird der Versuchskörper an einem geeigneten Träger befestigt und in geradliniger oder auch in kreisförmiger Bahn mit gleichbleibender Geschwindigkeit verschoben. Der Luftwiderstand (Überdruck gegen die Stirnseite) wird durch Gewichte oder mittelst Federn ausgewogen. Dynamisch erfolgt die Messung des Luftwiderstandes, indem man den Versuchskörper frei fallen oder als Pendel schwingen läßt und die Änderung der Geschwindigkeit bestimmt. Legt der Körper in der sehr kurzen Zeitdifferenz $(t_2 - t_1)$ sec den Weg $(s_2 - s_1)$ m zurück, wo Zeit und Weg von einem beliebigen Nullpunkt an gezählt sind und ist $(t_2 - t_1)$ so klein, daß wir während des ganzen Intervalles die Geschwindigkeit v_1 als gleichbleibend annehmen können, so haben wir $v_1 = (s_2 - s_1)/(t_2 - t_1)$. Ebenso ist für das Zeitteilchen $(t_3 - t_2)$, in dem das Wegteilchen $(s_3 - s_2)$ zurückgelegt wird, die Geschwindigkeit $v_2 = (s_3 - s_2)/(t_3 - t_2)$. Aus den Werten v_1 und v_2 und dem entsprechenden Zeitteilchen $(t_2 - t_1)$ folgt die Beschleunigung $g' = (v_2 - v_1)/(t_2 - t_1)$.

Wenn m die Masse des bewegten Körpers ist, erhalten wir demnach die Maßzahl der Luftwiderstandskraft K für den betrachteten Zeitpunkt aus $K = m \cdot g'$.

Beide Verfahren geben aber nur die Größe der Mittelkraft des gesamten Luftwiderstandes. Für viele Aufgaben,

Digitized by Google

welche für die Konstruktion von Lenkballons und Flugmaschinen von Wichtigkeit sind, ist aber auch die Kenntnis der Druckverteilung längs der ganzen Oberfläche des bewegten Körpers erforderlich. Zur Untersuchung der Druckverteilung verwenden wir die Drucksonde. In einem Punkte der Stirnfläche des bewegten Körpers, dessen Druck wir kennen lernen wollen, bohren wir ein ganz feines Loch. In dieses passen wir von der Rückseite her ein Röhrchen ein, an dessen freies Ende wir einen Kautschuk-Druckschlauch stecken. Das andere Ende des Schlauches verbinden wir mit dem einen Schenkel eines Flüssigkeitsmanometers. Wird der Versuchskörper mit gleichbleibender Geschwindigkeit senkrecht zur Versuchsplatte vorwärts bewegt, so strömt die vor der Öffnung sich aufstauende Luft in den Schlauch. Die in diesem befindliche Luft wird zusammengedrückt, bis ihre Spannung gleich ist dem Luftdruck. Die gespannte Luft drückt gegen die Flüssigkeit im Manometerrohr. Die Sinkhöhe des Flüssigkeitsspiegels ist also ein Maß für die Größe des Luftwiderstandes auf eine Fläche von der Größe der Öffnung. Messen wir nach diesem Verfahren den Druck an einer größeren Anzahl über die ganze Stirnfläche verteilter Stellen, so können wir auch leicht die Druckverteilung bestimmen. Der Versuch ergibt, daß die Druckverteilung über die Stirnfläche nicht gleichmäßig ist. Der größte Druck herrscht in der Mitte der Fläche. Nach dem Rande der Versuchsfläche zu nimmt der Druck ab.

Den Mechanismus der Entstehung des Luftwiderstandes in einem Mittel, das eine merkliche innere Reibung besitzt, und dessen Ausdehnung im Verhältnis zu den Abmessungen des bewegten Körpers sehr groß ist, können wir bisher bloß schematisch verfolgen. Wir müssen annehmen, daß knapp vor der Stirnseite des bewegten Körpers eine Zone verdichteter Luft liegt. An der Rückseite entsteht ein Gebiet

Digitized by Google

verdünnter Luft. Vor der Stirnseite besteht demnach ein Druckgefälle in der Bewegungsrichtung. In der Mittellinie des bewegten Körpers wird die Verdichtung den größten Wert erlangen und nach den Seiten wird eine Abschwächung des Druckgefälles eintreten.

An der Rückseite wird die Verdünnung gleichfalls in der Mittellinie des bewegten Körpers am größten sein; sie wird in der Richtung der Achse von hinten nach vorn zunehmen. Es besteht demnach gleichfalls ein Druckgefälle in der Richtung nach vorn und von außen nach innen. Wegen der leichten Verschiebbarkeit der Teilchen wird die verdichtete Luft in der Richtung des Druckgefälles in Bewegung geraten und nach dem Gebiete des verminderten Druckes abströmen. Zwischen der Größe des Pressungsdruckes und der entstehenden Strömungsgeschwindigkeit besteht eine allgemeine Beziehung, die wir nun kennen lernen wollen.

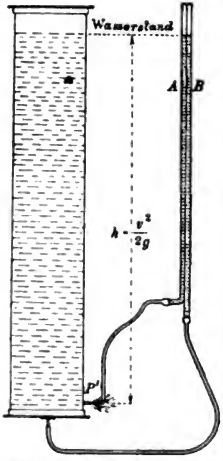


Abb. 11. Beziehung zwischen Druckhöhe und Strömungsgeschwindigkeit einer Flüssigkeit.

Wir nehmen ein Gefäß von beträchtlicher Höhe (ca. 1,8 m) und füllen dieses bis nahe zum oberen Rande mit Wasser (Abb. 11). In die Bodenwand bohren wir eine Öffnung und führen in diese ein wasserdicht passendes Röhrchen ein. Über das Röhrchen ziehen wir einen Kautschukschlauch, an dessen zweites Ende ein langes lotrecht fixiertes Glasröhrchen gesteckt ist. Das Wasser steigt in dem Glasröhrchen B erfahrungsgemäß bis zur gleichen Höhe mit dem Spiegel im Gefäß. Eine zweite Öffnung bohren wir in die Gefäßwand nahe der Bodenwand. Aus dieser

Digitized by Google

Öffnung tritt das Wasser in einem Strahle aus. In der Mitte dieses Strahles fixieren wir ein Glasröhrchen P^1, das in eine feine Spitze ausgezogen ist, in der Weise, daß die Längsachse des Röhrchens in die Strahlrichtung fällt. An das zweite Ende des lotrecht nach oben umgebogenen Röhrchens stecken wir einen Kautschukschlauch und verbinden diesen mit einem zweiten lotrechten Glasrohr, dessen oberes Ende über die Spiegelhöhe im großen Gefäß emporreicht. Durch die Stoßwirkung des Strahles füllt sich das Röhrchen mit Wasser und dieses wird auch in dem lotrechten Schenkel A emporgetrieben bis zur Höhe des Wasserspiegels im großen Gefäß. An der Mündung des Röhrchens wirkt von der einen Seite her der Druck des ausströmenden Flüssigkeitsstrahles, von der anderen Seite der Gewichtsdruck der Flüssigkeitssäule. Im Gleichgewichtszustande müssen beide Drucke einander das Gleichgewicht halten. Zwischen der Geschwindigkeit, welche das ausströmende Wasser im Strahl unter der Druckwirkung der Flüssigkeitssäule von der Höhe h annimmt, besteht augenscheinlich dieselbe Abhängigkeit wie zwischen der Fallgeschwindigkeit v eines Körpers und der Fallhöhe h. Folgende Überlegung wird dies noch deutlicher machen. Durchfällt ein Körper auf einer reibungslosen Bahn die Höhe h, so erlangt er am Fußpunkte die Endgeschwindigkeit v und es gilt die zahlenmäßige Beziehung $h = v^2/2g$, wenn g die Schwerebeschleunigung im freien Fall bezeichnet. Vermöge der beim Fall erlangten Geschwindigkeit würde der Körper auf einer reibungslosen Bahn wieder bis zur ursprünglichen Höhe aufsteigen können, wobei die Geschwindigkeit allmählich bis auf Null abnimmt. Hat der Fallkörper die Masse m, so ist in der Höhe h die Energie der Lage $m \cdot g \cdot h$ aufgespeichert. Beim Fall durch die Höhe h wandelt sich diese in Energie der Bewegung um. Am Fußpunkte der Fallhöhe h ist die Energie der Lage

Digitized by Google

auf Null herabgesunken; an ihrer Stelle ist in der Masse des Körpers die Bewegungswucht $\frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$ aufgespeichert. Zwischen der verschwundenen Energie der Lage und der entstandenen Bewegungswucht besteht nach (10) die Beziehung $m \cdot g \cdot h = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$. Daraus folgt die durch Fallversuche bestätigte Beziehung

$$h = \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{g}. \qquad (54)$$

Diese Gleichung gilt ersichtlich aber nur dann, wenn bloß Umwandlungen von Spannungsenergie in Bewegungswucht auftreten und jede durch Reibung oder andere Widerstände bewirkten Energieverluste ausgeschlossen werden.

Genau dieselbe Beziehung wie zwischen der Fallgeschwindigkeit und der Fallhöhe bzw. der Druckhöhe einer Flüssigkeit und der Strömungsgeschwindigkeit besteht auch zwischen der Spannung p eines Gases und der Strömungsgeschwindigkeit v, welche es bei der vollständigen Entspannung annimmt. Bezeichnen wir mit γ das spezifische Gewicht der atmosphärischen Luft, so ist zufolge (44) und (54) die Druckhöhe h in mm Wassersäule, welche einer Strömungsgeschwindigkeit v entspricht, gegeben durch

$$h = \frac{p}{\gamma} = \frac{1}{2} \frac{v^2}{g} \qquad (55)$$

und daraus

$$p = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g}. \qquad (56)$$

Die Druckhöhe h in mm Wassersäule, welche der Luftgeschwindigkeit v entspricht, bezeichnen wir kurz als die Geschwindigkeitshöhe. Wir erhalten darnach folgende Zahlenwerte:

Strömungsgeschwindigkeit der Luft in m/sec.	Überdruck in mm Wassersäule	Strömungsgeschwindigkeit der Luft in m/sec.	Überdruck in mm Wassersäule
1	0,06	20	26,36
5	1,64	30	59,31
10	6,59	40	105,40
15	14,83	50	164,75

Digitized by Google

Wegen der geringen Dichtigkeit der atmosphärischen Luft nimmt diese ersichtlich schon bei sehr geringen Überdrucken recht erhebliche Strömungsgeschwindigkeiten an. Zufolge (54) wird $v = \sqrt{2 \cdot g \cdot h}$; setzen wir $p = 760$ mm Quecksilberdruck oder 10 333 kg/m², also dem Druck der Atmosphäre in Meereshöhe und $\gamma = 1{,}293$ kg/m³, so stellt $h = 10\,333/1{,}293 = 8000$ m die Druckhöhe der Atmosphäre dar und es ist $v = \sqrt{2 \cdot 10 \cdot 8000} = \sqrt{16 \cdot 10\,000} = 400$ m/sec. Dies ist die Geschwindigkeit, mit welcher die atmosphärische Luft in einen völlig luftfreien Raum einströmen würde.

Bohren wir in die Rückseite des bewegten Körpers eine feine Öffnung und verbinden diese mit einem Manometer, so finden wir, daß infolge der Luftverdünnung und der dadurch bedingten Druckabnahme der Flüssigkeitsspiegel in dem mit der Öffnung in Verbindung stehenden Rohre sinkt. Ist h_1 die Sinkhöhe des Manometers und v die Geschwindigkeit des bewegten Körpers, so besteht auch für den Unterdruck an der Rückseite dieselbe Beziehung wie für den Überdruck an der Stirnseite. Es ist $h_1 = \gamma \cdot v^2/2g$. Den gesamten Luftwiderstand W des in ruhender Luft bewegten Körpers können wir demnach aus den folgenden Posten zusammensetzen: 1. dem Überdrucke (Staudruck) $W_ü$, 2. dem Unterdrucke (Saugdruck) W_u und 3. dem Reibungsdruck W_r infolge der inneren Reibung der Luft und der Oberflächenreibung gegen die Umgrenzung des Körpers. Es ist also

$$W = W_ü + W_u + W_r.$$

Wird die Abmessung des Körpers in der Richtung der Bewegung sehr gering, im Verhältnis zur Seitenoberfläche, so erhalten wir platten- oder scheibenförmige Flächenkörper, die wir auch kurz als Flächen bezeichnen. Wegen der sehr geringen Ausdehnung der Mantelfläche können wir den

Einfluß der Oberflächenreibung vernachlässigen, und wegen der geringen Entfernung des Hochdruckes vor der Stirnseite vom Tiefdrucke an der Rückseite ist auch die Bahn der in der Richtung des Druckgefälles von vorn nach hinten abströmenden Luftteilchen sehr kurz. Es wird deshalb auch der verzögernde Einfluß der inneren Reibung der Luft ein entsprechend geringer sein. Wir nehmen an, der Staudruck $W_ü$ und der Saugdruck W_u seien über die bewegte Fläche gleichförmig verteilt, beide seien gleich groß, weiter nehmen wir an, der Reibungswiderstand wäre so gering, daß wir ihn gegenüber dem Stau- und Saugdrucke vernachlässigen können. Dann ist der Widerstand W in kg gegen die mit der gleichförmigen Geschwindigkeit v (m/sec) bewegte Fläche F (m^2) nach (55) bestimmt durch

$$W = 2\,W_ü = 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot F = \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot F \text{ (kg)}. \quad (57)$$

Bei strenger Gültigkeit der gemachten Voraussetzungen würde demnach der gesamte Luftwiderstand gegen Flächen, welche rechtwinkelig zu ihrer Ebene durch ruhende Luft bewegt werden, im Verhältnis des Quadrats der Geschwindigkeit und proportional der Flächengröße wachsen. Der Luftwiderstand ist aber erfahrungsgemäß über die Stirn- und Rückenseite der Fläche nicht gleichförmig verteilt, er nimmt gegen die Ränder ab. Der wirklich gemessene Luftwiderstand ist infolgedessen geringer als der aus der Formel (57) folgende. Da die Druckverteilung über Flächen verschiedener Form und Größe noch nicht genau bekannt ist, müssen wir uns vorläufig mit Näherungsformeln begnügen. Um aus der theoretischen Formel (57) die wirklich gemessenen Luftwiderstände zu erhalten, müssen wir eine Minderungsbeizahl k hinzufügen: wir erhalten demnach den Betrag des Luftwiderstandes von plattenförmigen Körpern aus folgender Näherungsformel

Digitized by Google

$$W = k \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot F \text{ (kg)}. \qquad (58)$$

Die Beizahl k hat für Flächen verschiedener Form nach Lößl folgende Werte: Kreis 0,83, Quadrat k = 0,86, Dreieck k = 0,90, Rechteck (mit dem Seitenverhältnis 1 : 4) k = 0,94. Wird die Fläche auf der Stirnseite mit einem erhöhten Rand versehen, so steigt der Wert der Beizahl. Bei einer Randhöhe von 3 mm ist nach den Messungen von Dines die Widerstandsvermehrung 6 %, ein Rand von 16 mm Höhe bedingt eine Vermehrung des Widerstandes um 14 %. Schüsselförmig gewölbte Flächen zeigen eine Druckvermehrung gegenüber ebenen Flächen, wenn die konkave Seite, also die Höhlung, in der Bewegungsrichtung liegt, eine Druckverminderung, wenn die konvexe Seite, also die Wölbung vorangeht.

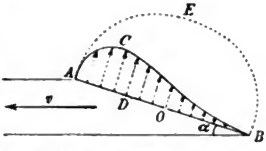


Abb. 12. Druckverteilung auf einer ebenen Platte. Kurve A C B gibt ein ungefähres Bild der Druckverteilung auf der ebenen unter dem Winkel α in ruhender Luft mit der Geschwindigkeit v verschobenen Platte A B. Mittelkraft der Teildrucke greift im Druckmittelpunkte D an; dieser fällt nicht mit dem Mittelpunkte O der Fläche an, sondern ist um die Strecke O D gegen den vorderen Rand verschoben. Gestrichelte Kurve zeigt ungefähr die Druckverteilung bei senkrechtem Einfall, also für α = 90°.

Schließt die Ebene der Fläche mit der Bewegungsrichtung einen Winkel α ein, der kleiner ist als ein Rechter, so tritt erfahrungsgemäß eine Änderung der Druckverteilung ein (Abb. 12). Der Luftwiderstand ist, wie die Untersuchung mit der Drucksonde lehrt, nicht mehr symmetrisch über der Fläche AB (Abb. 12) verteilt, sondern der Druck nimmt an der Stauseite vom Vorderrande A zum Hinterrande B rasch ab. Es empfängt demnach bloß ein Teil der Fläche den der Geschwindigkeit v entsprechenden, durch (55) gegebenen Maximaldruck und die Mittelkraft des gesamten Widerstandes wird folglich bei der schief gestellten Fläche geringere Werte erreichen als bei rechtwinkligem Einfall.

Digitized by Google

Ist W_{90} der Widerstand bei rechtwinkliger Bewegung und W_α jener bei der Schiefe α, so setzen wir

$$\frac{W_\alpha}{W_{90}} = \lambda. \tag{59}$$

Zufolge der messenden Versuche von Duchemin und Langley ist für ebene quadratische Platten die Minderungsbeizahl λ in ihrer Abhängigkeit von der Schiefe α bestimmt durch

$$\lambda = \frac{2 \sin \alpha}{1 + \sin^2 \alpha} \tag{59A}$$

Bei kleinen Neigungswinkeln α können wir $\sin^2 \alpha$ im Nenner neben 1 vernachlässigen. Für Schiefen bis 7° beträgt der Unterschied zwischen dem sin α und dem Bogen des Winkels α bloß 2 %. Wir können demnach mit praktisch hinreichender Genauigkeit bei kleinen Winkeln statt sin α den Bogen α einführen. Damit erhalten wir zufolge (59) und (59A) für den Luftwiderstand einer ebenen Fläche bei der Schiefe α

$$W_\alpha = W_{90} \cdot 2\alpha, \tag{60}$$

und wenn wir für W_{90} den Wert aus (58) einführen

$$W_\alpha = 2k \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot \alpha \cdot F. \tag{60A}$$

Bei kleinen Neigungswinkeln kann demnach der Luftwiderstand direkt proportional der Schiefe α angenommen werden.

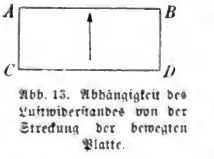


Abb. 13. Abhängigkeit des Luftwiderstandes von der Streckung der bewegten Platte.

Die für den Beiwert k (S. 67) angegebenen Zahlen ließen schon erkennen, daß auch die Umrißform der bewegten Fläche von Einfluß auf die Größe des Luftwiderstandes ist. Bei rechteckförmigen Platten (Abb. 13), welche so durch die Luft bewegt werden, daß die Kurzseiten AC, BD in die Fortschreitungsrichtung fallen und die Langseiten

Digitized by Google

AB, CD senkrecht dazu stehen, ist der Wert der Beizahl k auch von der Streckung, d. i. dem Verhältnisse AB : AC abhängig. Der Einfluß der Streckung kann mit jenem der Schiefstellung in eine Formel vereinigt werden. Diese lautet nach Soreau

$$\lambda = 1 + \frac{1 - m \operatorname{tg} \alpha}{\frac{1}{1 + m^2} + \frac{2\,m}{1 + m} \cdot \operatorname{tg} \alpha + 2 \operatorname{tg}^2 \alpha}, \qquad (61)$$

wo $m = \frac{l - h}{m + h}$ gesetzt ist, $l = AB/2$ und $h = BD/2$.

Für quadratische Platten wird $l = h$, also $m = o$ und die Soreausche Formel (61) reduziert sich auf die Ducheminsche Langleysche (59).

Die Ausrechnung der Formel (61) für verschiedene α- und m-Werte ergibt z. B., daß für $\alpha = 2^0$ und $m = 0{,}7$ (Streckung 6) $\lambda = 3{,}6$, für $m = 0{,}9$ (Streckung 19) $\lambda = 4{,}1$. Bei zunehmenden α-Werten nimmt λ rasch ab; für $\alpha = 10^0$ ist bei $m = 0{,}7$; $\lambda = 2{,}6$ und bei $m = 0{,}9$, wird $\lambda = 2{,}7$. Dies besagt: Der Einfluß der Streckung wird mit zunehmender Schiefe der Fläche rasch kleiner und verschwindet schon bei Winkeln von 10^0 fast ganz.

Wird der bewegten Fläche an der Stirnseite (Bug) bzw. an der Rückseite (Heck) ein kegel- oder pyramidenförmiger Körper angesetzt, so tritt erfahrungsgemäß gleichfalls eine Änderung der Verteilung des Luftwiderstandes über der Oberfläche des Buges bzw. Heckes ein. Es erfährt nur mehr ein geringer Teil der Bug- bzw. Heckfläche den der Geschwindigkeit entsprechenden Höchstdruck. Die Mittelkraft des gesamten Luftwiderstandes muß deshalb durch die Ansetzung eines Bug- bzw. Heckteiles verringert werden. Ein halbkugelförmiger Bug bedingt eine Herabminderung des Stirnwiderstandes auf rund $^1/_3$, bei einem kegelförmigen Bug wird der Widerstand um so kleiner, je schärfer die Zuspitzung, also der Winkel zwischen Achse und der Erzeugenden

Digitized by Google

ist. Nach Loeßl haben die Abminderungsbeizahlen der Gleichung (58) für ebene Flächen mit angesetztem Bug folgende Werte: Kugel $k = 0{,}33$, vierseitige Pyramide $0{,}86 \cdot \sin \alpha$, dreiseitige Pyramide $0{,}90 \cdot \sin \alpha$ (α = Winkel zwischen Achse und Seitenflächen), Kegel $0{,}83 \cdot \sin \alpha$ (α = Winkel zwischen Achse und Erzeugenden des Mantels).

Wir denken uns die Stirnfläche des bewegten Körpers in eine so große Anzahl von Elementen zerlegt, daß wir den Druck über jedem Flächenteilchen als gleichförmig ansehen können. Es seien $p_1, p_2, p_3 \ldots, \ldots p_n$ die Werte der Druckgrößen und $l_1, l_2, l_3 \ldots l_n$ die zugehörigen Abstände der Mittelpunkte der einzelnen Flächenelemente von einem Punkte, den wir als Druckmittelpunkt $\mathcal{A}$ bezeichnen. Dieser ist dadurch definiert, daß die algebraische Summe der Drehmomente des Luftwiderstandes gegen alle einzelnen Flächenelemente verschwindet. Es gilt also für den Druckmittelpunkt

$$p_1 \cdot l_1 + p_2 \cdot l_2 + \ldots p_n \cdot l_n = \Sigma p \cdot l = 0.$$

Denken wir uns die Mittelkraft W des genannten Luftwiderstandes, welche gegeben ist durch

$$W = p_1 + p_2 + \ldots p_n = \Sigma p,$$

im Druckmittelpunkte $\mathcal{A}$ angreifend, so ändert die frei beweglich gedachte Platte ihre Lage im Raume nicht. Die Einführung des Druckmittelpunktes erspart uns deshalb die Betrachtung der Elementardrucke gegen alle einzelnen Flächenelemente. Bei symmetrischen ebenen Flächen, deren Ebene senkrecht zur Bewegungsrichtung steht, fällt der Druckmittelpunkt zusammen mit dem geometrischen Mittelpunkt der Fläche. Bei schief gestellten Flächen nimmt der Luftwiderstand vom Vorderrande zum Hinterrande ununterbrochen ab. Der Druckmittelpunkt liegt deshalb näher dem Vorderrande der Fläche. Je kleiner die Schiefe der Fläche wird, um so mehr nähert sich der Druckmittelpunkt dem Vorderrande der Fläche.

Digitized by Google

Die Lage des Druckmittelpunktes ist auch von der Form der bewegten Fläche abhängig. Für quadratische Flächen von der Seitenlänge l ist die Lage des Druckmittelpunktes in ihrer Abhängigkeit von der Schiefe α durch die von Joessel aufgestellte Näherungsformel bestimmt:

$$d = 0{,}3\,(1 - \sin\alpha)\cdot l. \qquad (62)$$

Dabei bezeichnet d die Entfernung des Druckmittelpunktes vom Flächenmittelpunkte. Für senkrechten Luftstoß ($\alpha = 90^0$) folgt $d = 0$; der Druckmittelpunkt fällt mit dem Flächenmittelpunkte zusammen. Mit abnehmender Schiefe α nähert sich zufolge (62) der Druckmittelpunkt dem Vorderrande der Fläche bis auf $^2/_{10}$ der Flächenbreite (Abb. 14). Die Ziffern 0—9 geben die Lage des Druckmittelpunktes bei den am Umfange des Quadranten angegebenen Schiefstellungswinkeln 0—90° an.

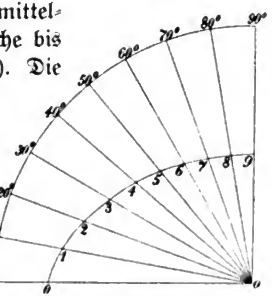


Abb. 14. Lage des Druckmittelpunktes bei ebenen Platten in Abhängigkeit von der Schiefstellung.

Auch bei gewölbten Flächen beobachten wir ein Wandern des Druckmittelpunktes gegen die Vorderkante bei abnehmender Schiefe. Bei kleinen Neigungswinkeln α wird auch die Oberseite der Fläche getroffen. Dies bedingt ein Zurückwandern des Druckmittelpunktes nach der Hinterkante. Die gleiche Erscheinung tritt bei den Flächenkörpern auf, welche in der praktischen Flugtechnik zum Schwebenderhalten der Last bei den ballonfreien Flugmaschinen (Drachenfliegern) verwendet werden. Allgemeine Beziehungen zwischen der Lage des Druckmittelpunktes in Abhängigkeit von der Schiefe und dem Wölbungsgrade konnten bisher noch nicht aufgestellt werden.

Digitized by Google

Bei vollkommen reibungslosen Flüssigkeiten müßte der Druck gegen jedes Flächenelement senkrecht stehen zu dessen Ebene. Infolge der inneren Reibung muß die Mittelkraft des Luftwiderstandes ebener Flächen, welche unter einem beliebigen Winkel durch die Luft bewegt werden, von der Normalen auf die Flächenebene stets mehr oder weniger abweichen.

Bei vollkommen ebenen Flächen, deren Dicke wir vernachlässigen können, fällt der Angriffspunkt der Mittelkraft des Luftwiderstandes in die Flächenebene. Auch bei gewölbten Flächen werden wir von einem Druckmittelpunkt sprechen können. Dessen Bestimmung ist aber weniger einfach, wie bei ebenen Flächen, da die Richtungen der Drucke gegen die einzelnen Flächenelemente nicht mehr parallel sind. Zerlegen wir die Drucke gegen die einzelnen Flächenelemente in eine lotrechte und eine wagrechte Teilkraft (Abb. 15), so ist der Druckmittelpunkt D wieder dadurch definiert, daß in bezug auf ihn die algebraische Summe aller Drehmomente verschwindet. Ist p die wagrechte, q die lotrechte Teilkraft des Druckes eines Flächenelementes und sind a und b die zugehörigen Abstände vom Druckmittelpunkte D, so müssen für diesen die Gleichungen bestehen:

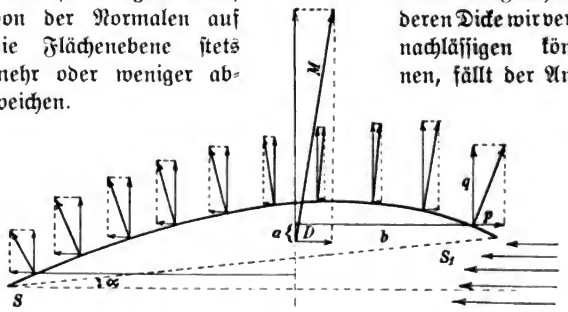


Abb. 15. Druckmittelpunkt bei gewölbten, plattenförmigen Tragflächen.

Digitized by Google

$$p_1 \cdot a_1 + p_2 \cdot a_2 + \ldots p_n \cdot a_n = \Sigma p \cdot a = 0$$

und

$$q_1 \cdot b_1 + q_2 \cdot b_2 + \ldots q_n \cdot b_n = \Sigma q \cdot b = 0.$$

Richtung und Größe der Mittelkraft M ergibt sich dann durch Zusammensetzung der Drucke gegen die einzelnen Flächenelemente nach dem Kräfteparallelogramm. Es besteht bei der gewölbten Fläche kein Grund mehr, daß die Richtung der Mittelkraft senkrecht stehe zur Flächensehne SS_1. Auch wird der Angriffspunkt der Mittelkraft im allgemeinen nicht mit der Fläche zusammenfallen, sondern unterhalb dieser liegen.

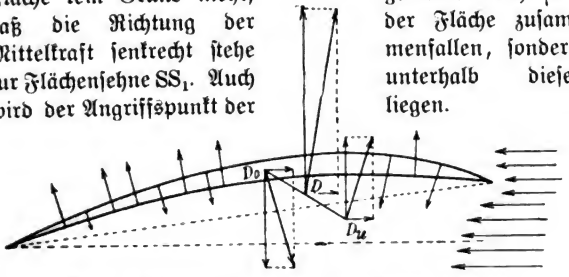


Abb. 16. Druckmittelpunkt bei gewölbten Flächenkörpern (Tragdecke).

Bei flächenförmigen Körpern, deren Dicke wir nicht vernachlässigen können (Abb. 16), werden wir uns die aerodynamische Druckwirkung der Luft gegen die obere Seite im Druckmittelpunkte D_0 vereinigt denken können und ebenso im Punkte D_u die Druckwirkung gegen die untere Seite des Flächenkörpers. Aus D_0 und D_u folgt dann der gemeinsame Druckmittelpunkt D. Die vorausgehenden Überlegungen lassen den wichtigen Satz erkennen, daß der Druckmittelpunkt D im allgemeinen unterhalb des Flächenkörpers liegen wird.

Die Richtung der Bewegung, ob diese wagrecht, lotrecht oder schräg zum Horizonte erfolgt, ist für den Betrag des entstehenden Luftwiderstandes ohne Einfluß.

Nach der Methode der Erzeugung des Auftriebes teilen wir alle Flugkörper ein in die aerostatischen, die aerodyna-

Digitized by Google

mischen und die gemischten Systeme. Die aerostatische Auftriebserzeugung beruht darauf, daß Luft in Luft von gleicher Temperatur und Dichte erfahrungsgemäß ihr ganzes Gewicht verliert. Wäre dies nicht der Fall, so müßten auch in völlig windstiller Luft ständige Verlagerungen von Luftmassen eintreten. Infolge der inneren Reibung der Luft könnten derartige ununterbrochene Verschiebungen von Luftmassen ohne den fortgesetzten Verbrauch von Bewegungsenergie, welche in Wärmeenergie umgewandelt wird, nicht bestehen. In windstiller Luft ist auch eine Energiequelle, welche ununterbrochen die bei der Verlagerung der Luftmassen verbrauchte Bewegungsenergie ersetzen könnte, nicht vorhanden. Die vorausgesetzten Verschiebungen von Luftmassen können deshalb auch nicht erfolgen. Sie müßten wegen der leichten Verschiebbarkeit der Teilchen und dem geringen Betrage der inneren Reibung aber notwendig dann eintreten, wenn Luft, in Luft von gleicher Temperatur und Dichte eingetaucht, nicht ihr ganzes Gewicht verlieren, also scheinbar gewichtlos würde. Dem Gewichtsdrucke der in einem bestimmten Raume abgegrenzten Luft wird demnach durch die Spannung der umgebenden Luft das Gleichgewicht gehalten. Statt mit atmosphärischer Luft können wir uns den abgegrenzten Raum auch mit einem beliebigen anderen Stoffe erfüllt denken, ohne daß dadurch an dem Drucksystem etwas geändert würde. Besitzt der Körper, den wir allgemein „Ballon" nennen wollen, das gleiche Gewicht wie die Luftmasse, an deren Stelle wir ihn gesetzt haben, so wird er gleichfalls sein ganzes Gewicht verlieren und scheinbar gewichtlos werden. Der „Ballon" bleibt deshalb an seinem Orte in der Luft in Schwebe. Der schwebende Ballon verhält sich physikalisch genau so wie ein Stein auf einem Tisch. Der Gewichtsdruck des Steines wird durch Vermittlung der starren Tischplatte und der Stützen auf die Erd-

Digitized by Google

kruste übertragen und diese gibt infolge ihrer überwiegenden Masse den Stützpunkt im Raume. Die Stützung des Steines erfolgt praktisch ohne jede Arbeitsleistung. Der Gewichtsdruck des Ballons stützt sich auf die Luftsäule, auf welcher er aufruht und wird von dieser auf die Erdmasse übertragen, ohne daß dabei ein Luftteilchen einen meßbaren Weg zurücklegen würde. Die Erdmasse bildet also auch für die aerostatischen Flugkörper die Stütze im Raume. Durch diese Überlegung wird es klar, weshalb das aerostatische Schweben keine Schwebearbeit erfordert, wohl aber jedes dynamische. Im ersten Falle werden bloß Druckwirkungen (Spannungen) auf die Atmosphäre übertragen, im zweiten Falle wird gewissen Luftmassen eine Bewegungsenergie erteilt. Diese muß vom Flugkörper in der Form von mechanischer Arbeit geleistet werden, wenn ein dauerndes Schweben erreicht werden soll.

Hätten wir eine völlig gasundurchlässige Hülle zur Verfügung, so würde bei gleichbleibenden atmosphärischen Verhältnissen (ungeänderter Luftdruck, gleichbleibende Temperatur und Luftfeuchtigkeit, Ausschluß von Strahlungseinflüssen) ein beliebig schwerer Körper durch Verwendung eines genügend großen „Ballons“ in gleich bleibender Höhe dauernd in Schwebe gehalten werden können, ohne den Aufwand einer besonderen Schwebearbeit. Diese wäre mathematisch genau dem Nullwerte gleichzusetzen.

Wird das Schwebenderhalten auf dynamischem Wege, also ohne Anwendung eines Ballons erzielt, so müssen wir nach dem Stande unserer heutigen Kenntnisse annehmen, daß unter allen Umständen der Aufwand einer gewissen Schwebearbeit erforderlich ist. Deren zahlenmäßiger Wert ist in hohem Maße von der speziellen Konstruktion des Apparates und der Methode der Auftriebserzeugung abhängig, kann aber den Grenzwert Null trotz aller Vervoll-

Digitized by Google

kommnungen niemals erreichen. Das prinzipielle Unterscheidungsmerkmal zwischen den aerostatischen und den aerodynamischen Schwebe- und Flugvorrichtungen liegt demnach darin, daß bei jenen keine besondere Schwebearbeit zu leisten ist, bei diesen die Erzeugung der Stützkraft dagegen stets den Aufwand einer besonderen Arbeit, der Schwebearbeit, erfordert.

3. Aerostatische Schwebe- und Flugvorrichtungen.

Der gewöhnliche Kugelballon.

Vakuumballon. Pumpen wir aus einem starren, kugelförmigen Behälter die Luft aus, so muß dieser um das Gewicht der herausgeschafften Luft leichter werden. Es sei V (m^3) der Rauminhalt, γ (kg/m^3) die mittlere Dichte der Luft im Behälter und G (kg) das Gewicht der Hülle. Wird der Behälter vollkommen luftleer gepumpt, so verringert sich sein Gewicht um das Gewicht der ausgepumpten Luft, d. i. um $V \cdot \gamma$ (kg). Das scheinbare Gewicht G′ des Behälters folgt demnach aus

$$G' = G - V \cdot \gamma \text{ (kg)}. \qquad (63)$$

Wir bezeichnen $V \cdot \gamma$, das Produkt aus dem Rauminhalt und der mittleren Dichte der ausgepumpten Luft als aerostatischen Auftrieb der atmosphärischen Luft. Für $V \cdot \gamma = G$ wird zufolge (63) $G' = 0$, der Behälter wird scheinbar gewichtlos und bleibt in der Luft in Schwebe, solange der Luftdruck und die Temperatur der Atmosphäre am Beobachtungsorte ihre Werte nicht ändern. Erfahrungsgemäß trifft dies aber nur für ganz kurze Zeitunterschiede zu. Steigt der Luftdruck oder nimmt die Temperatur der Luft ab, so wird die Dichte der Luft und somit auch deren Auftrieb größer. Der Gewichtsdruck des Behälters kann den Auftrieb der atmosphärischen Luft nicht mehr auswiegen. Die

Digitized by Google

dichtere, bzw. kältere und deshalb schwerer gewordene Luft drängt deshalb den gleich schwer gebliebenen Behälter nach oben. Dieser muß folglich aufsteigen. Sinkt der Luftdruck oder steigt die Temperatur der Luft, so nimmt deren Dichte ab, ihr Auftrieb wird geringer. Der Behälter wird sich senken. Um das zahlenmäßige Maß dieser Steig- und Sinkbewegung zu erhalten, müssen wir an der Hand der früher angegebenen Gleichungen die Dichteänderungen genauer verfolgen.

Für die hier in Betracht kommenden Druck- und Temperaturänderungen gilt die schon angegebene Beziehung (40)

$$p \cdot v = p_0 \cdot v_0 (1 + \alpha \cdot t)$$

und zufolge (33) ist zu setzen $v = 1/\gamma$, also

$$p \cdot 1/\gamma = p_0 \cdot 1/\gamma_0 (1 + \alpha \cdot t)$$

und daraus

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{p}{p_0} \ (kg/m^3). \qquad (64)$$

Die Atmosphärendrucke p und p_0 ändern sich im selben Maße wie die Barometerstände. Wir können also auch setzen

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{b}{760}. \qquad (65)$$

Beim Druck von 760 mm, der Temperatur 0^0, in Meereshöhe und in der Breite von Paris, wiegt 1 m^3 trockener Luft nach den Messungen von Regnault $\gamma_0 = 1{,}293$ kg. Darnach wird also

$$\gamma = \frac{1{,}293}{1 + \alpha t} \cdot \frac{b}{760} \ (kg/m^3). \qquad (66)$$

Die atmosphärische Luft enthält stets eine mehr oder minder große Menge Wasserdampf. Die Dichte des Wasserdampfes ist, bezogen auf Luft, 0,632 oder nahe $^5/_8$. Es wiegt demnach 1 m^3 Wasserdampf w bei der Spannkraft e mm Quecksilbersäule

$$w = \frac{0{,}632 \cdot 1{,}293}{1 + \alpha \cdot t} \cdot \frac{e}{760}. \qquad (67)$$

Digitized by Google

Das Gewicht γ' von 1 m³ feuchter Luft setzt sich nun zusammen aus dem Gewichte der trockenen Luft vom Drucke (b − e) und dem Gewichte des Wasserdampfes von der Spannung e; es ist also

$$\gamma' = \frac{\gamma_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b-e}{760} + \frac{0{,}632 \varkappa \gamma_0}{1+\alpha \cdot t} \cdot \frac{e}{760} = \frac{\gamma_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{b-0{,}377\,e}{760}. \quad (68)$$

Da die Schwerebeschleunigung mit der Verschiebung eines Körpers auf der Erdoberfläche und der Entfernung von dieser sich ändert, bedingt diese auch eine Änderung der Dichte der Luft. Die daraus folgenden Änderungen der Dichte sind aber so gering, daß sie praktisch vernachlässigt werden können. Es ändert sich nämlich die Dichte derselben Luftmasse vom Äquator bis zum Pol bloß um $^5/_{1000}$ und bei der Erhebung bis zu 11 000 m bloß um etwa $^3/_{1000}$. Weit erheblicher ist schon der Einfluß des Wasserdampfgehaltes auf die Luftdichte; noch höher sind die Auftriebsänderungen der Luft infolge der Druck- und Temperaturänderungen. In Paris wurden Schwankungen des Luftdruckes von 56 Millimeter beobachtet; dies gibt zufolge Gleichung (66) Änderungen des Auftriebes pro 1 m³ um 100 gr oder um $^1/_{13}$. Im gleichen Zeitraum (1873—1884) wurden Temperaturextreme von -24^0 und $+37^0$ beobachtet. Daraus folgen nach (66) Auftriebsunterschiede von 100 gr pro 1 m³ oder nahe $^1/_4$ des Normalwertes. Die Grenzwerte des Dampfdruckes waren 1 mm und 16 mm. Daraus ergeben sich nach (68) Auftriebsunterschiede von 10 gr pro 1 m³ oder $^1/_{130}$ des Normalwertes. Läßt man Fehler von 5 gr zu, so kann der Einfluß der Breite und der Höhe auf die Auftriebsänderung vernachlässigt werden. Ähnlich große Unterschiede des Auftriebes wie in Paris darf man auch in ganz Mitteleuropa erwarten. In barometrischen Hochdruckgebieten und in der kälteren Jahreszeit ist demnach der Auf-

Digitized by Google

trieb eines Ballons sehr beträchtlich größer als in barometrischen Tiefdruckgebieten und in der warmen Jahreszeit.

Wir wissen schon, daß in jeder Entfernung von der Meeresoberfläche die Höhe der homogen (gedachten) Atmosphäre in der oberhalb des Beobachtungsortes noch liegenden Luftschale zufolge (42 B) denselben Wert wie im Meeresniveau behält also nach (42 A) gleich 8000 m ist. Bei der Erhebung um 1 m wird das Gewicht der darüber liegenden Luftsäule und somit auch der Druck um $^1/_{8000}$ kleiner. Für geringe Höhenänderungen, welche wenige 100 m nicht überschreiten, können wir die infolge der leichten Zusammendrückbarkeit der Luft erfolgenden Dichteänderung vernachlässigen und die Atmosphäre wie eine unzusammendrückbare Flüssigkeit ansehen. Es wird deshalb der Luftdruck um $^1/_{8000}$ seines Wertes bei der Erhebung um 1 m abnehmen. Steigen wir 80 m höher, so wird also der Luftdruck um $80 \cdot {}^1/_{8000} = {}^1/_{100} = 1\,\%$, kleiner. Zufolge Gl. (66) sinkt bei gleichbleibender Temperatur im selben Maße, als der Luftdruck kleiner wird, auch die Luftdichte. Unser Ballon sei an der Erdoberfläche beim Luftdruck von 760 mm und der Temperatur 0° im Gleichgewichte. Steigt der Luftdruck um 1 % (d. i. um 7,6 mm wenn wir einen Ort in Meereshöhe betrachten), so nimmt die Luftdichte und somit auch der Auftrieb im selben Maße zu. Der Ballon kann deshalb mit der umgebenden Luft nicht im Gleichgewichte bleiben. Er muß so weit aufsteigen, bis der Luftdruck und damit auch die Luftdichte und der Luftauftrieb im selben Maße d. i. um 1 % kleiner geworden sind. Dies ist zufolge der vorausgehenden Ausführungen erst in der Höhe von 80 m der Fall. Die gleichen Überlegungen gelten auch für jeden beliebigen Anfangsdruck und für jede beliebige Höhe. Jeder

Digitized by Google

Ballon muß demnach in jeder Höhe um 80 m steigen, wenn der Luftdruck um 1 % größer wird.

Im mittleren Europa ist die tägliche Barometerschwankung in Meereshöhe im Mittel in den Wintermonaten 4,5 mm, in den Sommermonaten 2,7 mm. Da einer Luftdruckänderung um 1 % (= 7·6 mm Quecksilber im Meeresniveau) eine Höhenänderung von 80 m entspricht, würden diese Schwankungen tägliche Änderungen der Steighöhen eines Vakuumballons um $80 \cdot 4{,}5/7{,}6 = 47{,}2$ oder rund 50 m im Winter und $80 \cdot 2{,}7/7{,}6 = 28{,}0$ oder rund 30 m im Sommer bedingen. Die größten täglichen Barometerschwankungen wurden in Südgeorgien im Betrage von 9 mm beobachtet, sie haben tägliche Steighöhenänderungen um $80 \times 9/7{,}6 = 94{,}4$ oder rund 100 m zur Folge.

Ist die Luftverdrängung des Ballons etwa 10 000 m³, so beträgt der Auftrieb beim Drucke von 760 mm und der Temperatur 0°: 12 930 kg oder rund 13 000 kg. Steigt der Luftdruck in Meereshöhe um 7,6 mm, so bedeutet dies eine Auftriebserhöhung um 1 % also im vorliegenden Beispiel um 130 kg. Infolge dieser Steigkraft hebt sich der Ballon so weit, bis der Auftrieb der umgebenden Luft um 1 % abgenommen hat. Dies ist in 80 m Höhe der Fall. Der Ballon wird dann von der atmosphärischen Luft gerade wieder getragen. In Südgeorgien (bei einer mittleren täglichen Luftdruckschwankung von 9 mm) hebt, bzw. senkt sich also unser Ballon im Laufe von 12 Stunden um je 100 m. Er stellt demnach eigentlich ein perpetuum mobile dar? Die Hebung der Ballonmasse bedingt die fortgesetzte Leistung einer bestimmten mechanischen Arbeit. Wo ist die Energiequelle zu suchen, welche diese Arbeit ununterbrochen zu leisten vermag? Es ist in letzter Linie die Wärmeenergie der Sonne, welche die Hebearbeit des Ballons leistet. Wir wissen schon, daß Temperaturunterschiede von Luftsäulen

Digitized by Google

gleicher Höhe Druckunterschiede in derselben wagrechten Ebene zur Folge haben, welche wieder das Entstehen von Ausgleichsströmungen (Winde) bedingen. Anderseits gibt strömende Luft, deren Bewegung ganz oder auch nur teilweise gehemmt wird, Anlaß zur Erhöhung bzw. Verminderung des Luftdruckes. Diese periodischen Luftdruckänderungen, bewirkt durch die von der Sonne ausgestrahlte Wärmeenergie, sind also die eigentliche Energiequelle für die Höhenänderungen des Ballons. Die Atmosphäre dient dabei bloß als Maschine zur Umwandlung der Wärmeenergie der Sonnenstrahlung in Spannungsenergie der Luftgase, welche wieder in Hebearbeit beim Aufsteigen der Ballonmasse umgewandelt wird.

Wir haben bisher vorausgesetzt, daß die Temperatur der Atmosphäre unveränderlich sei und durch die ganze in Betracht gezogene Höhe 0^0 betrage. Diese Annahme entspricht, wie wir schon wissen, den tatsächlichen Verhältnissen nicht. Die Temperatur der Atmosphäre ändert sich vielmehr nach Zeit und Ort und nimmt im allgemeinen mit der Erhebung über die Erdoberfläche ab.

Da wärmere Luft leichter ist, nimmt in zwei Luftsäulen gleicher Höhe der Druck in der wärmeren mit der Höhe langsamer ab als in der kälteren. Ist die Temperatur einer Luftsäule nicht 0^0 sondern t^0, so beträgt die Druckhöhe H der Atmosphäre nicht mehr $H_0 = 8000$ m, sondern zufolge der vorausgehenden Ausführungen wird $H = 8000\,(1 + \alpha \cdot t)$. Bei der Erhebung um 1 m nimmt der Druck nicht mehr um $^1/_{8000}$ ab sondern um den geringeren Betrag $^1/_{8000\,(1+\alpha\cdot t)}$. Eine Temperaturerhöhung um 1^0 bedingt zufolge (45) eine Zunahme der Druckhöhe der Atmosphäre um $8000 \cdot \alpha = 8000 \cdot {}^1/_{273} = 29{,}4$ oder rund 30 m. Steigt die Temperatur einer Luftsäule um 1^0, so heben sich demnach die Flächen gleichen Druckes um 30 m. Wir treffen also erst 30 m tiefer

Digitized by Google

wieder denselben Druck an wie in der um 1° kälteren Luftsäule. Ist unser Vakuumballon in einer Luftsäule von 0° in irgendeiner Höhe mit der umgebenden Luft im Gleichgewichte, so muß er sonach sich um 30 m senken, wenn die Temperatur der Luftsäule um 1° steigt, da erst in dieser Höhe die Dichte bzw. der Druck der um 1° wärmeren Luft wieder dieselbe ist wie 30 m höher in der um 1° kälteren Luftsäule.

Einer Luftdruckerhöhung um 1 % entspricht zufolge der vorausgehenden Ausführungen eine Steighöhenzunahme um je 80 m; eine Temperatursteigerung der Atmosphäre um 1° bedingt eine Abnahme der Steighöhe eines Ballons um 30 m. Eine Druckerhöhung um 1 % hat demnach denselben Einfluß auf die Steighöhe wie eine Temperaturabnahme um $2\frac{2}{3}$° oder rund 3°.

Die regelmäßigen täglichen Änderungen der Lufttemperatur betragen über den Ozeanen bloß 1° oder ein wenig darüber, sie steigen in den Wüsten und Steppen bis zu 15° und mehr. In Wien betragen die täglichen Temperaturschwankungen im Winter 5°, im Sommer sind sie gerade doppelt so groß. Die daraus sich ergebenden Steighöhenänderungen eines Vakuumballons im Laufe eines Tages wären demnach in Wien im Winter durchschnittlich $5 \cdot 30 = 150$ m, im Sommer 300 m. Für die Steighöhenänderungen infolge der täglichen Luftdruckschwankungen fanden wir im mittleren Europa: Winter 30 m, Sommer 50. Die Steighöhenänderungen infolge der Temperaturschwankungen sind somit 5—6 mal größer als jene infolge der Druckschwankungen. Noch größere Unterschiede ergeben sich für die Wüsten- und Steppenorte.

Wir haben bisher die Steighöhenänderungen eines Ballons infolge der Änderungen der atmosphärischen Zustände in Betracht gezogen. Wir können den Ballon durch

Digitized by Google

Erhöhung bzw. Verringerung der Belastung so ausbalancieren, daß seine Schwebehöhe, trotz der Änderung der atmosphärischen Verhältnisse, unverändert bleibt. Eine Druckerhöhung um 1 % bedingt eine Dichte- und Auftriebszunahme im selben Maße. Wird das Gewicht des Ballons durch Anhängung einer Last, die wir allgemein „Ballast" nennen, um 1 % vergrößert, so wird der Auftriebszunahme infolge der Druckvergrößerung durch die vermehrte Belastung gerade das Gleichgewicht gehalten. Der Ballon wird demnach seine Höhe nicht ändern. Sinkt der Luftdruck um 1 %, so entlasten wir den Ballon durch Abgabe von Ballast um 1 % seines Gewichtes. Der Auftriebsverminderung durch die Druckabnahme wird dann durch die Gewichtsverminderung wieder das Gleichgewicht gehalten. Eine Druckzu- oder abnahme um 1 % vergrößert, bzw. verringert folglich die Tragfähigkeit eines Ballons im selben Maße. Genau die gleichen Überlegungen gelten für die Änderungen der Lufttemperatur. Eine Druckerhöhung um 1 % hat eine Höhenänderung um 80 m zur Folge, eine Temperaturerniedrigung um 1 ° bedingt eine Steighöhenänderung um 30 m. Die Steighöhenänderung, welche eine Temperaturverminderung um 1° bewirkt, ist sonach bloß 0,4 jener, welche eine Druckvermehrung um 1 % bedingt. Durch Zulegen oder Abnehmen von Ballast kann der Ballon also trotz der Temperaturänderungen in gleicher Höhe in Schwebe gehalten werden. Eine Temperaturerhöhung um 1° kann durch Abgabe von Ballast gleich 0,4 % des gesamten Ballongewichtes ausgeglichen werden und umgekehrt. Eine Temperaturerhöhung um 1° vermindert also die Tragfähigkeit eines Ballons um je 0,4 %. Im Sommer betragen in Wien die mittleren täglichen Temperaturschwankungen 10°, diese entsprechen einer Änderung der Tragfähigkeit von $10 \cdot 0{,}4 = 4$ %. Die Änderungen

Digitized by Google

der Tragfähigkeit infolge der täglichen Luftdruckschwankungen sind (für das mittlere Europa) 5—6 mal geringer, erreichen also den Betrag von 1 % nicht. Für einen Ballon in der Größe der Zeppelin-Type, deren Luftverdrängung 19 000 m^3 ist, würde die Änderung der Tragfähigkeit infolge der Temperaturverschiedenheiten im Laufe eines Tages $190 \cdot 4 = 760$ kg betragen. Zur Zeit der tiefsten Temperatur (im August um 5 Uhr morgens) würde der Ballon demnach um 10 bis 11 Personen mehr befördern können, wie zur Zeit der höchsten Temperatur (um 2 bis 3 Uhr Nachmittag).

Der Heißluftballon. Den zweiten Schritt zur praktischen Lösung des aerostatischen Luftschiffproblems bildete die Erkenntnis, daß der starre und deshalb außerordentlich schwere Behälter sich vermeiden läßt, wenn man die einseitige Wirkung des atmosphärischen Luftdruckes ausschaltet. Dies wird dadurch möglich, daß die gasförmigen Körper erfahrungsgemäß jeden ihnen dargebotenen Raum ausfüllen und die Dichte eines Gases (oder genauer gesprochen von bestimmten Gasen wie: Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff usw., also der permanenten Gase) bei Raumveränderungen sich im selben Maße äußert wie die Spannkraft des Gases. Weiter kann durch die Erwärmung einer in einem Behälter eingeschlossenen Gasmasse ohne Änderung der Dichte die Spannung innerhalb gewisser Grenzen beliebig vergrößert werden.

Wir füllen den Behälter mit atmosphärischer Luft, schließen den Hahn und erwärmen die Hülle. Die Wärme teilt sich der eingeschlossenen Luft mit. Wir wissen schon, daß für jeden Grad Temperaturerhöhung die Spannung der eingeschlossenen Luft um $^1/_{273} = 0{,}4$ % steigt. Wir erwärmen so lange, bis die Temperatur der Innenluft auf 273° gestiegen ist. Die Spannung hat dann gerade den doppelten Wert des Atmosphärendruckes erreicht. Würde

Digitized by Google

die erwärmte Luft durch die Hülle nicht daran gehindert werden, so würde sie sich ohne Änderung des Druckes auf den doppelten Rauminhalt ausdehnen. Öffnen wir den Hahn, so wird gerade die Hälfte der Luft ausströmen, wobei der Druck von 2 Atmosphären wieder auf eine Atmosphäre sinkt, also gleich wird dem äußeren Luftdrucke. Die im Behälter verbleibende Warmluft hat noch die gleiche Spannung wie die Außenluft, aber nur mehr die halbe Dichte. Der Atmosphärenauftrieb wird demnach durch die Füllung des Ballons mit Warmluft wohl erheblich vermindert, es bleibt aber doch noch ein Auftriebsrest gleich der Hälfte des Luftauftriebes zurück. Der Behälter wird somit für 1 m^3 seines Rauminhaltes noch eine Tragkraft von $1{,}293/2 = 0{,}646$ kg geben. In jedem Punkte der Oberfläche der Hülle wird dem äußeren Atmosphärendrucke durch die gleich große aber entgegengesetzt gerichtete Spannung der erwärmten Innenluft das Gleichgewicht gehalten. Der Atmosphärendruck wird dadurch scheinbar ausgeschaltet. Es ist deshalb auch nicht mehr nötig, zur Herstellung der Hülle einen formstarren Körper zu nehmen, sondern wir können auch biegsame Gewebestoffe benutzen. Die Hülle hat jetzt gleichsam nur den Zweck, eine Vermischung der warmen Innenluft mit der kalten Außenluft zu verhindern. Wir erhalten damit den Heißluftballon.

Der Gasballon. Der atmosphärische Luftdruck kann auch dadurch ausgeschaltet werden, daß man den Ballon mit einem Gase (Wasserstoff, Leuchtgas) füllt, das bei Atmosphärendruck eine geringere Dichte besitzt als die Luft.

Jeder moderne Ballon besteht aus drei Teilen: dem kugelförmigen Tragkörper T (Abb. 17) samt Ausrüstung, der Gondel K samt Zubehör und dem Ring R, d. i. die Vorrichtung zur Verbindung beider. Der Tragkörper ist fast ganz in ein Netz mit rautenförmigen Maschen ein-

Digitized by Google

geschlossen. Diese lösen sich durch die kleinen und großen Gänsefüße g, G in einfache Leinen, die Auslaufleinen A, auf, welche an den Enden Ösen (Schlaufen) tragen. Der Tragkörper besitzt drei Öffnungen; zwei davon sind kreis-

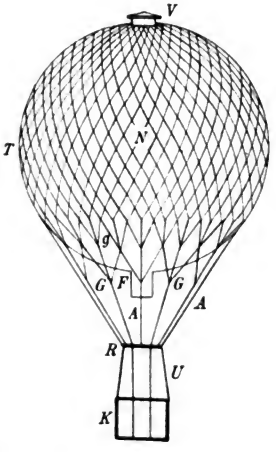


Abb. 17. Kugelballon. T Tragkörper mit aufgelegtem Netz N, K Korb, R Ring, V Ventil, F Füllansatz (Appendix), g kleine, G große Gänsefüße, A Auslaufleinen des Netzes, U Korbleinen.

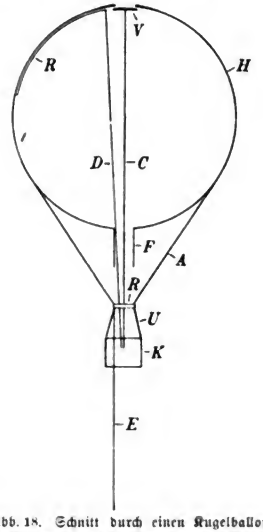


Abb. 18. Schnitt durch einen Kugelballon. H Ballonhülle, A Auslaufleinen des Netzes, R Ring, U Korbleinen, K Korb, V Ventil, C Ventilleine, R Reißbahn, D Reißleine, F Füllansatz, E Schlepp- (Schleif-) leine.

rund, die eine am obersten Teil der Kugel, die andere diametral gegenüberliegend. Die obere Öffnung ist durch das Ventil V geschlossen. Dieses besteht aus einer Klappe, die durch Ziehen an einer Leine, der Ventilleine C (Abb. 18) von der Gondel aus geöffnet werden kann. Hört der Zug auf, so wird die Klappe durch Spiralfedern selbsttätig wieder geschlossen. An die untere Öffnung ist ein kurzer, beiderseits

Digitized by Google

offener Leinwandsack, der Füllansatz F angenäht. Die dritte Öffnung der Hülle ist schlitzförmig; sie reicht vom Ventil bis nahe zum Äquator. Auf den Ausschnitt ist ein passender Stoffstreifen geklebt oder genäht, die Reißbahn R. An dem oberen Ende dieses Streifens ist eine Leine D befestigt, die Reißleine, welche bis zur Gondel führt. Durch kräftiges Ziehen an dieser Leine kann die Reißbahn losgelöst werden, wodurch eine klaffende Öffnung in der Hülle H entsteht. Die Reißbahn hat den Zweck, eine möglichst rasche Entleerung des Ballons bei der Landung zu bewirken. Die Gondel hat würfelförmige Form und ist aus festem Korbgeflecht hergestellt; sie heißt deshalb jetzt gewöhnlich einfach der Korb. In die Seiten und Bodenwände sind starke Seile, die Korbleinen eingeflochten, die über den Oberrand vorstehen und an den Enden Knebel tragen. Zur Ausrüstung des Korbes gehören Säcke aus Segelleinwand, für den Ballast, der in Form von feinem Sand mitgenommen wird, dann die Taschen zur Aufnahme des Proviantes und der Karten, sowie ein Verpackungsplan zum Einschlagen der Hülle und endlich noch ein langes, schweres Seil, das Schleppseil (Schleifleine) E. Im Korbe sind auch die Enden der Ventil- und der Reißleine fixiert. Die Abb. 19, 20 und 21 zeigen den ge-

Abb. 19. Moderner Kugelballon. Füllung vollendet. Gänsefüße des Netzes mit Sandsäcken belastet zur Aufhebung der Hubkraft.

Digitized by Google

füllten Tragkörper, die aufgetakelte Gondel und die Landung eines Ballons.

Die Verbindung zwischen Tragkörper und Korb erfolgt durch ein meist aus kreisförmigen Holzlamellen zusammengesetztes Versteifungsorgan, den Ring R. Dieser trägt zwei Reihen von Ösen an kurzen Leinen. Die oberen dienen zur Fixierung der Knebel der Auslaufsleinen A des Netzes, in die untere Ösenreihe sind die Knebel der Korbleinen U eingesetzt. Am Ring ist auch das Ende des Schleppseiles E befestigt, das schleifenartig zusammengewunden über die Wände des Korbes gelegt ist, oder „ausgelegt" beim schwebenden Ballon vom Ringe senkrecht hinabhängt.

Abb. 20. Ausrüstung einer Ballongondel (Ballonkorb). Schleifleine aufgerollt. Ballastsäcke an der Außenseite des Korbes hängend.

Zur Herstellung der Ballonhülle verwendet man dichte und feste Gewebe aus Seide oder Baumwolle. Nach Fertigstellung der Hülle wird diese mehrmals mit Leinölfirnis überstrichen, um sie gasdicht zu machen. Die gefirnißten Ballons haben den Nachteil, daß sie nach wiederholtem Firnissen bei höherer Temperatur stark klebrig werden. Sie sind jetzt fast allgemein durch die Gummiballons verdrängt worden. Bei diesen erfolgt die Dichtung in der Weise, daß mittels heißer Walzen eine dünne Gummischicht auf den Stoff gebracht wird.

Gleichgewichts- und Bewegungsgesetze des Gasballons. Bezeichnen wir mit γ die Luftdichte, das Gewicht der Raum-

Digitized by Google

einheit (1 m^3) beim Druck p (kg/m^2) und der Temperatur t^0, mit p', γ' und t' die entsprechenden Größen für das verwendete Füllgas, so ist die Tragkraft a der Raumeinheit ($1 m^3$) des Ballons

$$a = \gamma - \gamma' \text{ (kg)}. \tag{69}$$

Zufolge (41) haben wir für Luft

$$\text{Luft:} \quad \frac{p}{\gamma} = R \cdot T \tag{70}$$

$$\text{Füllgas:} \quad \frac{p'}{\gamma'} = R' \cdot T'. \tag{71}$$

Abb. 21. Ballonlandung. Hülle halb entleert. Links in halber Höhe das Gasauslaßventil.

Steigt der Ballon mit offenem Füllansatz, so bleibt stets $p = p'$ und da für $p = p'$, $T = T'$ aus (70) und (71) folgt

$$\frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{R}{R'} = s \tag{72}$$

und wird

$$a = \frac{p}{RT} - \frac{p'}{R'T'}$$

$$= \frac{p}{RT}\left(1 - \frac{R}{R'} \cdot \frac{T}{T'}\right) \tag{73}$$

$$a = \gamma\left(1 - s \cdot \frac{T}{T'}\right) \tag{73A}$$

Für $b = 760$ mm, $T = T' = 273$ d. i. $t = 0^0$ wird deshalb die Tragkraft von 1 m^3 des Balloninhaltes a_0^{760},

Digitized by Google

wenn wir die Drucke p, p' durch die Barometerstände b, b' ersetzen zufolge (72), (73) und (73A)

$$a_0^{760} = \frac{760}{R \cdot 273}(1 - s)$$

und beim Druck b

$$a_0^{b} = \frac{b}{R \cdot 273}(1 - s).$$

Daraus folgt

$$a_0^{b} = a_0^{760} \cdot \frac{b}{760}. \qquad (74)$$

Die Tragkraft pro Raumeinheit nimmt sonach bei gleichbleibender Luft- und Gastemperatur proportional dem Luftdrucke ab.

Wir nehmen an, daß die Luftdichte in Höhe des unteren Poles eines kugelförmigen Ballons dieselbe sei wie in der Höhe des oberen Poles. Wegen der Abnahme der Luftdichte mit der Höhe ist diese Annahme nicht streng zutreffend. Da bei der Erhebung um 1 m der Luftdruck und somit auch die Luftdichte um rund $^1/_{8000}$ ihres Wertes abnimmt, also in 16 m Höhe nur um $16 \cdot {}^1/_{8000} = {}^2/_{1000} = 0{,}2\,\%$ kleiner wird, können wir bei den praktisch gewöhnlich in Betracht kommenden Ballongrößen von 1200 bis 3000 m³ (bei Kugelform entsprechend einem Durchmesser von 13 bis 18 m) den Einfluß der Dichteänderung mit der Höhe auf die Tragkraft ganz vernachlässigen. Unter dieser Voraussetzung ist die Tragkraft jeder Raumeinheit des Balloninhaltes dieselbe. Ist also V die Luftverdrängung des Ballons, a_0^{b} die Tragkraft von 1 m³, so wird die gesamte Tragkraft A des Ballons gegeben sein durch

$$A = V \cdot a_0^{b} \text{ (kg)}. \qquad (75)$$

Ist G (kg) das Gesamtgewicht der Hülle, samt Ausrüstung und der Belastung (Korb samt Inhalt), so besitzt der Ballon die Steigkraft S, also

$$S = A - G = V \cdot a_0^{b} - G. \qquad (76)$$

Digitized by Google

Je nachdem

$$S = A - G \gtrless 0$$

wird, steigt der Ballon frei auf, bleibt ohne Druck auf die Unterlage in Schwebe oder übt auf die Unterlage einen Druck $(G - A)$ aus; in diesem Falle kann also der Ballon von selbst nicht aufsteigen.

Die allgemeine Schwebebedingung lautet sonach:

$$G = A - G = V \cdot a_0^{\,b} - G = 0$$

oder

$$V \cdot a_0^{\,b} = G. \tag{77}$$

Mit zunehmender Höhe sinkt der Luftdruck und damit auch die Luftdichte; die Tragkraft der Raumeinheit des Balloninhaltes nimmt ab. Bei offenem Füllansatz strömt nämlich beim Aufstieg infolge der Abnahme des atmosphärischen Druckes ununterbrochen Gas aus; es sinkt der Gasdruck und die Dichte des Füllgases im selben Maße wie in der atmosphärischen Luft. Kleiner als $a_0^{\,b}$ darf die Tragkraft pro Raumeinheit nicht werden, wenn das Gewicht G noch in Schwebe gehalten werden soll. Aus (74) und (77) folgt

$$a_0^{\,b} = \frac{G}{V} = a_0^{\,760} \cdot \frac{b}{760} \tag{78}$$

Damit wird der Luftdruck in der maximalen Schwebehöhe H, der Schwebedruck b zu

$$b = 760 \cdot \frac{G}{a_0^{\,760} \cdot V} \tag{79}$$

Die zum Luftdruck b gehörige Höhe H finden wir aus der barometrischen Höhenformel (49) oder bis zu Höhen von etwa 3000 m mit praktisch genügender Genauigkeit aus der Näherungsformel (50), welche jede logarithmische Rechnung entbehrlich macht.

Die nach (79) berechneten Drucke und die diesen entsprechenden Höhen gelten aber nur unter der Voraussetzung, daß Luft und Füllgas stets dieselbe Temperatur haben.

Digitized by Google

Wir bezeichnen die für diesen Fall erzielbare Maximalhöhe als die Normalhöhe. Wir wollen nun den Einfluß von Temperaturänderungen des Füllgases auf die Tragfähigkeit und die Steigkraft kennen lernen. Nimmt die Temperatur des Füllgases unter dem Einflusse der Sonnenstrahlung auf die Hülle zu, so steigt die Spannung des Gases. Es muß folglich durch den offenen Füllansatz Gas austreten. Die Dichte des Füllgases wird sonach abnehmen und die Tragkraft der Raumeinheit des Ballons wachsen.

Bei Wasserstoffüllung nimmt die Tragfähigkeit für 1° Temperaturerhöhung des Füllgases um $\frac{1}{4}$ pro Mille zu; bei Füllung mit Leuchtgas um $\frac{1}{4}$ %. Ein Ballon mit Leuchtgasfüllung ist sonach gegen den Einfluß der Sonnenstrahlung 10 mal so empfindlich wie ein Wasserstoffballon.

Wir wissen schon, daß bei einer Verminderung der Tragfähigkeit um 1 % jeder Ballon um 80 m steigen muß, wenn er mit der umgebenden Luft wieder im Gleichgewicht sein soll. Eine Vermehrung der Tragfähigkeit infolge Temperaturerhöhung des Füllgases hat dieselbe Wirkung wie eine Ballastausgabe. Steigt die Tragfähigkeit eines mit Wasserstoff gefüllten Ballons bei der Temperaturerhöhung um 1° um $\frac{1}{4}$ pro Mille, so muß sich demnach der Ballon um $80 \cdot {}^1/_4 \cdot {}^1/_{10} = 2$ m heben, wenn er mit der umgebenden Luft wieder im Gleichgewicht sein soll. Bei Leuchtgasfüllung ist die Änderung der Tragfähigkeit 10 mal so groß, die Steighöhenänderung also $10 \cdot 2 = 20$ m.

Ist die Ballonhülle beim Aufstieg nur zum Teil mit Gas gefüllt, so sagen wir, der Ballon sei schlaff. Der äußere Luftdruck preßt die Hülle so weit zusammen, bis der Gegendruck des Gases gleich wird dem Luftdruck.

Da infolgedessen kein Gas durch den Füllansatz entweichen kann, steigt der Schlaffballon mit unveränderlichem Gasgewicht. Das Füllgas dehnt sich, entsprechend der Ab-

Digitized by Google

nahme des Luftdruckes, mit zunehmender Höhe aus, bis es schließlich den ganzen Raum ausfüllt. Der Schlaffballon gehorcht während des Auf- und Abstieges nicht denselben Gesetzen wie der Prallballon und muß deshalb selbständig behandelt werden.

1 m^3 Füllgas wiege beim Druck p und der Temperatur t^0, γ' kg. Fassen wir ein Volumen $1/\gamma'$ heraus, so wiegt dieses $1/\gamma' \cdot \gamma' = 1$ kg. Eine Gasmenge von 1 kg Gewicht nimmt sonach den Raum $1/\gamma'$ m^3 ein. Die Tragkraft ist immer gleich dem Gewichtsunterschiede gleicher Rauminhalte Luft und Füllgas. Als Raumeinheit nehmen wir hier nicht wie früher 1 m^3 sondern $1/\gamma'$ m^3 d. i. den der Gewichtseinheit Füllgas entsprechenden Rauminhalt. Der gleiche Rauminhalt Luft wiegt, wenn γ wieder das Gewicht der Raumeinheit ist $\gamma \cdot 1/\gamma'$ (kg). Von diesem Luftgewicht das Gewicht des gleichen Rauminhaltes Gas d. i. 1 kg abgezogen, folgt die Tragkraft der Gewichtseinheit Füllgas a_s zu

$$a_s = \gamma \cdot \frac{1}{\gamma'} - 1 = \frac{1}{s} - 1 = \frac{1-s}{s} \qquad (80)$$

Da zufolge (72) $s = \gamma'/\gamma$ für ein gegebenes Gas eine unveränderliche Größe ist, also unabhängig von Druck und Temperatur, gilt dies auch von a_s. Beim Schlaffballon behält also die Steigkraft mit zunehmender Höhe ihren Wert unveränderlich bei, so lange, bis das sich ausdehnende Füllgas die Hülle ganz erfüllt, der Schlaffballon also prall wird. Sowie dies der Fall ist, ändert sich die Tragkraft nach der früher abgeleiteten Gleichung (74), nimmt also proportional dem Luftdruck ab.

Jeder sinkende Ballon wird infolge der Zusammendrückung des Füllgases durch den zunehmenden Luftdruck zu einem Schlaffballon. Die Luftverdrängung wird geringer und die Tragkraft muß deshalb mit abnehmender Höhe unausgesetzt kleiner werden. Der Schlaffballon fällt deshalb

Digitized by Google

bis zur Erdoberfläche durch, wenn der Fall nicht durch Ballastausgabe früher gebremst wird. Geschieht dies, so hört der Fall auf und der Ballon nimmt bei der geringsten weiteren Ballastausgabe eine aufsteigende Bewegung an und steigt mit gleichbleibender Steigkraft bis zur Höhe, von der er herabgesunken ist. Die Steigbewegung kann folglich nur durch Öffnen des Ventils gebremst werden.

Das Füllgas eines aufsteigenden Schlaffballons dehnt sich, entsprechend dem abnehmenden Luftdruck, aus. Es überwindet dabei den äußeren Luftdruck und leistet Arbeit auf Kosten seiner Wärmeenergie. Wenn wir von dem Wärmeaustausch durch die Hülle absehen, die Ausdehnung des Füllgases, wie wir sagen, adiabatisch erfolgt, muß sich das Füllgas beim Aufstieg abkühlen. Wenn auf eine abgeschlossene Gasmasse eine gewisse Wärmemenge übertragen wird, so hat diese zwei Wirkungen zur Folge: die Temperatur des Gases steigt, zugleich tritt eine entsprechende Raumzunahme des Gases ein. Da dabei der Luftdruck überwunden werden muß, wird auch eine bestimmte Arbeitsmenge verbraucht, welche auf Kosten des Wärmeinhaltes des Gases geleistet wird. Es läßt sich zeigen, daß bei der Erhebung um je 101,6 m oder rund 100 m sich das Füllgas (Wasserstoff, Leuchtgas, Warmluft) um 1° abkühlen muß. Für die Temperaturänderungen des Füllgases bei Steig- und Sinkbewegungen des Ballons gilt also dasselbe Gesetz wie für die Änderung der Temperatur frei steigender oder sinkender Luftmassen.

In Meereshöhe ist der mittlere Druck auf 1 m^2 gleich 10 333 kg. In 280 m Höhe wird der mittlere Druck gleich 10 000 kg oder 1 kg auf 1 cm^2. Wir bezeichnen diesen Druck als die metrische Atmosphäre. Durch deren Einführung werden die Zahlenrechnungen, in denen Druckgrößen vorkommen, wesentlich vereinfacht. Da die mittlere Höhe der

Digitized by Google

Orte, von denen Ballonaufstiege aus unternommen werden, erhebliche Werte besitzt (Wien 202 m, Berlin 40 m, Paris 50 m), ist es auch zweckmäßig, statt des Meeresniveau die Seehöhe der metrischen Atmosphäre d. i. 200 m als Vergleichsniveau zu nehmen. Bei der Erhebung um 100 m nimmt der Luftdruck um $100 \cdot {}^1/_{8000} = {}^1/_{80}$ ab, er ist also 100 m höher d. i. in 380 m von 10 000 kg auf $10\,000 - 10\,000 \cdot {}^1/_{80} = 9875$ kg gesunken.

Wir nehmen ein zylindrisches Gefäß, in dem sich ein Kolben mit möglichst geringer Reibung und luftdicht anliegend verschieben läßt. Die Kolbenfläche sei 1 m². Wir stellen den Kolben so ein, daß ein Gasraum von 1 m³ abgegrenzt wird. Bringen wir den Zylinder 100 m höher, so wird infolge des um ${}^1/_{80}$ kleineren Luftdruckes der Kolben mit einem Drucke von 125 kg nach oben gedrückt. Das Gas dehnt sich um ${}^1/_{80}$ aus und schiebt dabei arbeitsleistend den Kolben zurück. Infolge dieser Arbeitsleistung kühlt sich das Gas ab. Zur Erwärmung von 1 m³ eines der für die Luftschiffahrt in Betracht kommenden Gase bzw. Gasgemische (Wasserstoff, Leuchtgas, Warmluft) um 1° ist bei 15° und dem Druck einer metrischen Atmosphäre eine Wärme von 0,284 Wärmeeinheiten (Kalorien) notwendig. Da eine Wärmeeinheit einer Arbeit von 427 mkg gleichwertig ist, entspricht obige Wärmeenergie einer Arbeitsleistung von 120 mkg. Nahe ebenso groß ist die Arbeit, welche das im Zylinder abgesperrte Gas bei Überwindung des äußeren Luftdruckes von 9875 kg auf dem Wege von ${}^1/_{80}$ m zu leisten hat, denn es ist $9875 \cdot {}^1/_{80} = 123$ mkg. Die Höhe, von welcher wir ausgehen, ist gleichgültig, da die relative Abnahme des Druckes bei der Erhebung um 100 m in jeder Höhe dieselbe ist und in gleichem Maße auch die zur Erwärmung von 1 m³ Gas um 1° erforderliche Wärmemenge, entsprechend der Dichteverminderung, kleiner wird.

Digitized by Google

Bei einem Ballon von 2000 m^3 Inhalt, der sich rasch auf eine Höhe von 2000 erhebt, kühlt sich demnach das Füllgas um rund 20° ab. Es tritt also zufolge der vorausgehenden Ausführungen eine Vermehrung der Tragkraft um $20 \cdot \frac{1}{4} = 5$ pro Mille d. i. $(2000 \,.\, 1{,}1) \,.\, {}^{5}/_{1000} = 10{,}5$ kg ein, unter der Voraussetzung, daß die Temperatur der Atmosphäre nach oben hin sich nicht ändert. Da die Temperatur der Luft mit der Höhe im allgemeinen abnimmt, wird der Unterschied geringer sein. Bei einem Temperatur-Gradienten von 1° würde die adiabatische Temperaturabnahme des Füllgases genau der Abnahme der Lufttemperatur mit der Höhe gleich sein, eine Änderung der Tragkraft würde also nicht eintreten.

Ist der Gradient in der Atmosphäre kleiner als 1°, so könnte ein praller Ballon, der vor Wärmeaustausch geschützt ist, nicht sinken. Das Füllgas würde sich beim Sinken des Ballons um 100 m um 1° erwärmen. Da die Lufttemperatur nach der Voraussetzung bei der Senkung um 100 m um weniger als 1° zunimmt, würde das Füllgas wärmer als die umgebende Luft. Die daraus folgende Steigkraft würde den Ballon wieder in die Gleichgewichtslage zurücktreiben. Das Gleichgewicht des Ballons ist demnach in diesem Falle stabil. Dabei ist aber vorausgesetzt, daß eine Temperaturänderung des Füllgases durch Strahlungseinfluß nicht eintritt; dies ist der Fall, wenn der Ballon sich ständig unter einer dichten Wolkenschicht hält. Erfolgt die Fahrt im Sonnenschein, so überwiegt der Einfluß der Bestrahlung gegenüber der Abkühlung infolge der Ausdehnung des Füllgases.

Die Bahn einer Ballonfahrt, die im Sonnenschein oder bei wechselnd bewölktem Himmel unternommen wird, setzt sich aus einer Reihe von Zacken zusammen wie die Abb. 22 an einem typischen Beispiel zeigt.

Digitized by Google

Der lenkbare Ballon.

Das Vortriebsproblem. In einer vollkommen unbewegten Atmosphäre würde der gewöhnliche Kugelballon ständig über dem Orte der Erdoberfläche, über dem er gerade schwebt, stehen bleiben müssen. Er könnte sich wohl durch Abgabe von Ballast beziehungsweise Ziehen der Ventilleine in derselben Lotlinie nach oben oder unten be-

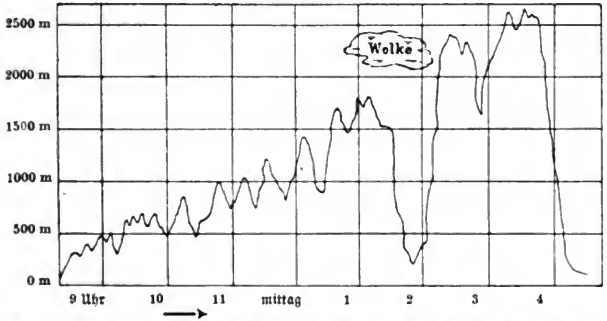


Abb. 22. Diagramm einer Fahrt im Kugelballon. Auf der Wagrechten die Flugzeiten, auf der Lotrechten die Höhen aufgetragen. Fahrt von Espitalier und Dutè-Poitevin, ausgeführt am 29. Juni 1886 im Ballon Le Hong-Hoa (540 m³, Wasserstoffüllung). Ballastgewicht bei der Auffahrt 135 kg, verbraucht 125 kg, Ballast bei der Landung 10 kg. Fahrtdauer 8 Stunden, zurückgelegte Strecke 170 km, mittlere Geschwindigkeit 21 km in der Stunde. Aufstieg in Chalais, Landung in Grand-Lucé (Sarthe).

wegen, eine Verschiebung in wagrechtem Sinne ist aber nur möglich, wenn wir durch eine wagrechte bewegende Kraft eine ihr gleiche aber entgegengerichtete Stützkraft erzeugen, welche als Vortrieb wirkt und der Masse des Ballons eine Beschleunigung in bezug auf die ihn umgebende atmosphärische Luft erteilt.

Die erforderliche Stützkraft, der Vortrieb, kann nach denselben Methoden erzeugt werden wie der zum Schwebenderhalten eines Flugkörpers notwendige aerodynamische Auftrieb. Alle Verfahren beruhen wieder auf folgendem

Digitized by Google

gemeinsamen Prinzip. Wird einer Masse m die Beschleunigung γ' erteilt, so ist dazu eine bewegende Kraft K erforderlich, die wir proportional der bewegten Masse und der ihr erteilten Beschleunigung setzen, also $K = m \cdot \gamma'$. Es tritt erfahrungsgemäß stets eine der bewegenden Kraft gleiche aber entgegen gerichtete Kraft auf, die wir die Stützkraft nannten (Reaktionsprinzip der Mechanik). Ist die Stützkraft lotrecht, so heißt sie Auftrieb, ist sie wagrecht: Vortrieb. Die Bewegung der Stützmasse m erfordert den Aufwand einer Arbeit, welche wir die Vortriebsarbeit nennen. Für diese gelten genau dieselben Sätze, welche für die Auftriebs-, bzw. Schwebearbeit schon abgeleitet wurden. Soll die Vortriebsarbeit möglichst klein werden, so muß also wieder die Stützmasse möglichst groß, deren Beschleunigung aber möglichst klein genommen werden. Am geringsten wird die Vortriebsarbeit, wenn als Stützmasse die ganze Erdmasse genommen wird. Dies ist dann der Fall, wenn der Schwebekörper durch ein unausdehnbares Seil, das in der festen Erdkruste verankert ist, durch die ruhende Atmosphäre vorwärts bewegt oder in strömender Luft über demselben Ort in Schwebe gehalten wird. Im ersten Falle hat das Seil den Luftwiderstand aufzunehmen, im zweiten den Winddruck. Ist W (kg) der Betrag des Luftwiderstandes gegen den Ballon, der mit der gleichförmigen Geschwindigkeit v (m/sec) durch die ruhende Atmosphäre vorwärts bewegt wird, so hat die Winde, welche das Seil aufrollt, wenn wir von der Reibung absehen, die Arbeit A zu leisten und es ist

$$A = W \cdot v \text{ (mkg/sec)}. \qquad (81)$$

Diese Arbeit wird vollständig verbraucht zur Überwindung des Luftwiderstandes W gegen den Ballonkörper auf dem Wege v in der Zeiteinheit. Bei vorgegebener Fortschreitungsgeschwindigkeit v hängt die Größe der erforder-

Digitized by Google

lichen Antriebsarbeit bloß von dem Betrage des Luftwiderstandes W gegen den Ballonkörper ab. Der Luftwiderstand, den der Ballon bei der Fortbewegung durch ruhende Luft erfährt, setzt sich zusammen aus dem Staudruck W_b an der Stirnseite, (Bug), dem Saugdruck W_h an der Rückseite, (Heck), und dem Reibungswiderstand W_r an der Seitenoberfläche des Tragkörpers also

$$W = W_b + W_h + W_r. \tag{82}$$

Ist $\oplus$ der größte Querschnitt des Tragkörpers, Ω die Oberfläche, sind weiter ν und τ Beizahlen, welche wesentlich von der Form und den Abmessungen des Tragkörpers abhängen, so können wir W_b und W_h in erster Annäherung in der Form schreiben

$$W_b + W_h = \nu \cdot \gamma \cdot \oplus \cdot \frac{v^2}{g} \tag{82}$$

und

$$W_r = \tau \cdot \gamma \cdot \Omega \cdot \frac{v^2}{g}, \tag{82'}$$

also

$$W = \gamma \cdot (\nu \cdot \oplus + \tau \cdot \Omega) \cdot \frac{v^2}{g}. \tag{83}$$

Damit wird die Arbeit, welche zur dauernden Überwindung des Luftwiderstandes W bei der Fortschreitungsgeschwindigkeit v in der Zeiteinheit verbraucht wird, zufolge (80)

$$A = W \cdot v = \gamma \cdot (\nu \cdot \oplus + \tau\Omega) \cdot \frac{v^3}{g}. \tag{84}$$

Durch $\oplus$ und Ω ist der Rauminhalt des V Ballons bestimmt und somit auch dessen Tragkraft. Die Abhängigkeit ist aber sehr kompliziert und allgemein durch eine Gleichung nicht darstellbar. Wir müssen uns deshalb mit der Diskussion der Gl. (84) begnügen. Bei vorgegebenem V wird der Stirnwiderstand um so kleiner werden, je kleiner $\oplus$ ist. Soll die Tragkraft des Ballons dieselbe bleiben, so muß dessen Länge entsprechend größer genommen werden; es wächst deshalb Ω und damit auch der Reibungswiderstand. Das Verhältnis der Länge des Tragkörpers zu dessen

Digitized by Google

größtem Durchmesser nennen wir die Streckung. Diese wird dann den günstigsten Wert haben, wenn der Reibungswiderstand gerade gleich ist der Summe des Bug- und Heckwiderstandes. Neben $\oplus$ und Ω ist der Fortschreitungswiderstand auch noch wesentlich abhängig von ν und τ also der Form des Bug- und Heckteiles des Tragkörpers und der Glattheit dessen Oberfläche. Unter sonst gleichen Umständen wird der Widerstand um so geringer sein, je schärfer zugespitzt der Bug- und Heckteil des Tragkörpers ist. Ebenso wie bei der Streckung sind aber auch für die Zuspitzung aus konstruktiven Gründen in der Praxis Grenzen gesetzt. Denken wir uns bei einem Ballon von gegebener Tragkraft für die Streckung und die Zuspitzung die günstigsten Werte genommen, so wird der Fortschreitungswiderstand auf den kleinstmöglichen Wert herabgedrückt. Dieser wird wegen des großen Rauminhaltes des Ballons im Vergleiche zur Tragkraft (1 m^3 trägt bei Wasserstoffüllung bloß 1,1 kg) noch immer sehr erheblich sein. Da der Luftwiderstand zufolge Gl. (83) im quadratischen Verhältnisse zur Fortschreitungsgeschwindigkeit wächst, nimmt die zur Erzielung einer gegebenen Fluggeschwindigkeit erforderliche Arbeitsleistung in kubischem Verhältnis zu; um die doppelte Geschwindigkeit zu erreichen, wäre demnach schon die achtfache Arbeitsleistung nötig.

Wir wollen zunächst einige Beispiele von Verfahren zur Vortriebserzeugung betrachten. Wenn diese zunächst auch keine praktische Bedeutung haben, so ermöglichen sie doch eine eindringliche Veranschaulichung der in Betracht kommenden mechanisch-physikalischen Prinzipien.

Die Atmosphäre hat eine größere Dichte als das Füllgas (Wasserstoff, Leuchtgas); es ist deshalb auch das lotrechte Druckgefälle in der atmosphärischen Luft größer als im Füllgas. Die Höhe, um welche wir in einem Gase steigen müssen,

Digitized by Google

damit der Druck auf 1 m² um 1 kg abnimmt, nennen wir die spezifische Druckhöhe. Diese folgt aus den früher angegebenen Werten des Druckes und der Dichte für atmosphärische Luft bei der Erhebung vom Meeresniveau und 0° zu 0,77 m, für Wasserstoffgas 11 m und für Leuchtgas 1,7 m. Die Hülle erfährt deshalb einen mit der Höhe zunehmenden Druck, dessen Mittelkraft wir als Auftrieb bezeichnet haben.

Wir hätten einen spindelförmigen Ballon von 10 m Durchmesser. Abb. 23 zeigt die Druckverteilung in der Hülle

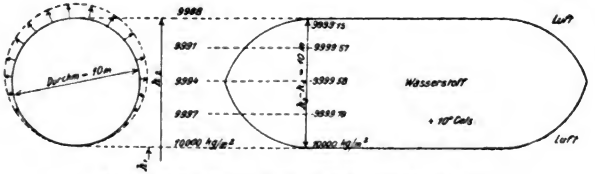


Abb. 23. Gasdruckverteilung in der Hülle eines Spitzballons.

unter der Voraussetzung, daß an der Unterseite des Tragkörpers kein Überdruck gegen den atmosphärischen Luftdruck besteht. Dies wird der Fall sein, wenn durch ein Loch (von übrigens beliebig kleinem Durchmesser) in der Hülle Druckausgleich stattfinden kann. An der Unterseite des Tragkörpers sei der Luftdruck 10 000 kg auf 1 m² (entsprechend einer Meereshöhe von 280 m oder einem Luftdruck von 735 mm und einer Temperatur von 0°). Am Oberrand des Tragkörpers ist der Luftdruck auf 9988 kg, der Füllgasdruck auf 9999,15 kg gesunken; es besteht also ein Überdruck von innen nach außen, eine freie Spannung, von 9999,15 — 9988 = 11,15 kg auf 1 m². Die lotrechte Teilkraft der Mittelkraft aller dieser freien Spannungen stellt die Kraft dar, welche wir bisher die Tragkraft genannt haben.

Digitized by Google

Wir setzen in der Höhe der Längsachse des Tragkörpers einen zylindrischen Stutzen an und schneiden einen dessen Durchmesser entsprechenden kreisförmigen Teil der Ballonhülle weg. Da das Füllgas in der Höhe der Mittelachse zufolge der angegebenen spezifischen Druckhöhen eine freie Spannung von $9999{,}58 - 9994 = 5{,}58$ kg/m² hat, wird es mit einer diesem Überdrucke entsprechenden Geschwindigkeit ausströmen. Bezeichnen wir mit p (kg/m²) den Überdruck des Füllgases über den Atmosphärendruck und mit σ dessen Dichte, so ist die Druckhöhe h des Gases zufolge (44) $h = p/\sigma$ und es besteht zufolge (55) zwischen h und der Geschwindigkeit v, mit welcher das Füllgas ausströmt, die Beziehung

$$v = \sqrt{2g \cdot h} = \sqrt{2g \cdot \frac{p}{\sigma}} \text{ (m/sec)}. \qquad (85)$$

Bei Wasserstoffüllung wird $\sigma = 0{,}0827$ (kg/m³) also $v = 15{,}4\sqrt{p}$. Die Ausströmungsgeschwindigkeit in der Höhe der Mittelachse ist also $v = 15{,}4\sqrt{5{,}58} = 36{,}4$ m. Der Querschnitt des Ausströmungsstutzens sei 1 m², dann fließt in 1 sec eine Gasmenge von rund 36 m³ aus. Diese wiegt $0{,}0827 \cdot 36 = 2{,}97$ oder rund 3 kg, ihre Masse ist also $3/9{,}81$ oder rund $^3/_{10}$ kg.

Im Behälter ist das Füllgas in Ruhe. Am Ende der Ausflußöffnung besitzt es zufolge der vorausgehenden Rechnungen eine beträchtliche Strömungsgeschwindigkeit. Ein Übergang von Ruhe in Bewegung kann nicht ohne das Vorhandensein einer Beschleunigung erfolgen. Es muß sonach das Gas im Ausströmungsstutzen eine Beschleunigung erfahren haben, also der Einwirkung einer Kraft unterlegen sein. Die beschleunigende Kraft bildet die freie Spannung des Füllgases. Sie wirkt aber nicht bloß in wagrechtem Sinne, sondern nach allen Richtungen. Der lotrecht nach oben gerichteten Spannung hält im Schwebezustande die

Digitized by Google

nach unten wirkende (im Verein mit dem Gewichtsdruck der Hülle samt Ausrüstung) das Gleichgewicht; in wagrechtem Sinne wird das bestehende Druckgleichgewicht gestört, sowie wir die Öffnung im Stutzen freigeben. Durch den Druck des Füllgases werden die vor der Öffnung liegenden Gasmassen beschleunigt, sie geraten in Bewegung und strömen aus. An ihre Stelle treten neue Gasmassen, welche wieder beschleunigt werden, ausströmen und so setzt sich das Spiel fort. Wir wissen schon, daß stets eine der Stützkraft gleiche aber entgegengesetzt gerichtete bewegende Kraft auftritt; diese wirkt auf den Tragkörper als Vortrieb. Wir erkennen sofort, daß der Vortrieb in unserem Beispiel nicht größer werden kann, als der Gasdruck in der Höhe der Ausströmungsöffnung. Die Notwendigkeit der Gleichheit der bewegenden Kraft, welche das ausströmende Gas beschleunigt und der Stützkraft, welche auf den Tragkörper wirkt und hier als Vortrieb erscheint, fühlen wir unmittelbar, wenn wir uns den Ballon durch einen lotrechten Schnitt in zwei gleiche Hälften zerlegt denken und diese durch je eine Scheidewand abschließen. Bringen wir an der zweiten Hälfte gleichfalls einen Stutzen an derselben Stelle und von genau denselben Abmessungen an wie an der ersten und öffnen beide zugleich, so wirken die entstehenden Stützkräfte einander entgegen. Sie müssen genau gleich groß sein, weil sonst eine fortdauernde Bewegung der beiden Behälter nach einer bestimmten Seite eintreten müßte, die wir aber nicht anzugeben wüßten.

Unter der Einwirkung der als Vortrieb wirkenden Stützkraft nimmt der Ballon eine wagrechte Geschwindigkeit gegenüber der ihn umgebenden Luft an und erfährt dabei einen der Geschwindigkeit entsprechenden Luftwiderstand. Der zahlenmäßige Wert des Luftwiderstandes ist außer von der Größe und der Form des bewegten Körpers auch noch

Digitized by Google

wesentlich von der Verschiebungsgeschwindigkeit abhängig und wächst im quadratischen Verhältnis zu dieser. Die Fluggeschwindigkeit des Ballons kann deshalb nur so lange zunehmen, bis dem Vortrieb durch den als Rücktrieb wirkenden Luftwiderstand das Gleichgewicht gehalten wird. Wie groß ist nun der in obigem Beispiel erzielbare Vortrieb? Wir fanden, daß in 1 sec eine Gasmasse von $^3/_{10}$ kg ausströmt und daß diese mit einer Geschwindigkeit von 36 m den Ausströmungsstutzen verläßt. Zufolge S. 102 ist demnach die auf das Gas wirkende bewegende Kraft (Stützkraft) und die ihr gleiche (Vortriebskraft) $K = {}^3/_{10} \cdot 36 = 10{,}8$ kg oder rund 11 kg. Eine praktische Verwendbarkeit der Erzeugung des Vortriebes nach obigem Verfahren wäre natürlich schon deshalb ausgeschlossen, weil durch das ausströmende Gas der Ballon sehr rasch seine Tragfähigkeit verlieren würde.

Erfolgt die Füllung des Tragkörpers mit Warmluft, so gelten genau dieselben Überlegungen, welche wir im vorausgehenden für Wasserstoffüllung angestellt haben. Da die ausströmende Warmluft durch Nachheizen fortdauernd ersetzt werden kann, tritt keine Abnahme der Tragkraft ein, wenn der Ersatz genügend rasch erfolgt. Auch an Einfachheit ließe obiges Verfahren der Vortriebserzeugung nichts zu wünschen übrig. Jeder besondere Motor würde entbehrlich gemacht. Es wäre nichts nötig, als eine entsprechend wirksame Heizvorrichtung zur Verbrennung von Benzin oder Petroleum. Ein Versagen der Heizvorrichtung wäre fast ausgeschlossen. Wir hätten also anscheinend eine geradezu ideale Methode der Vortriebserzeugung vor uns, wenn den genannten Vorteilen nicht ebenso große Nachteile gegenüberstünden. Wegen der geringen Tragkraft der Warmluft wären nahezu dreimal größere Ballonkörper erforderlich als bei einem mit Wasserstoff gefüllten Ballon. Gewicht

Digitized by Google

und Winddruck wären dementsprechend größer. Als weitere Nachteile wären anzuführen die schädliche Wirkung der Hitze auf die Hülle und die Feuergefährlichkeit, sowie die geringe Größe der unter den günstigsten Umständen erreichbaren Vortriebskräfte.

Praktische Verwendung zum Antrieb von Ballons haben bisher nur Vorrichtungen gefunden, die nach demselben Prinzip arbeiten wie die zur Bewegung von Schiffen dienenden Schrauben. Die Arbeitsweise und Konstruktion einer Luftschraube erhellt aus folgenden Überlegungen. Wir befestigen zwei dünne, rechteckige, ebene Brettchen B, B (Abb. 24a) an Stielen s, s^1, die gegenüberliegend in der Nabe n befestigt sind. Die Nabe kann um eine senkrecht zur Papierebene liegende, wagrechte Achse gedreht werden. Die Ebene lotrecht zur Drehachse bezeichnen wir als Drehebene. Die beiden Schraubenblätter B, B^1 seien so gestellt, daß ihre Ebenen mit der Drehachse zusammenfallen. Versetzen wir die Nabe in rasche Drehung, so erfahren die Schraubenblätter einen Luftwiderstand. Dieser wird sich aber wesentlich auf den Reibungswiderstand beschränken, da die beiden Blätter bloß mit der schmalen Kante gegen die Luft treffen. Wir drehen nun die beiden Blätter um 90^0 aus ihrer Ebene heraus (Abb. 24b). Bei der Drehung treffen die Blätter B, B^1 nun mit ihrer ganzen Breitseite gegen die Luft. Da die Mittelkräfte des Luftwiderstandes W, W^1

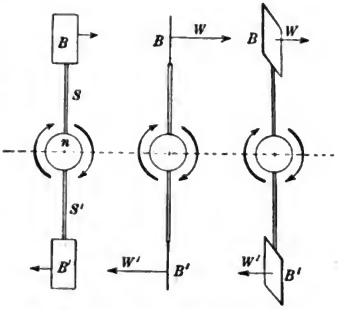


Abb. 24 a, b, c. Schema einer Luftschraube.

Digitized by Google

senkrecht zur Drehebene stehen, fallen sie in die Drehebene und wirken mit ihrem ganzen Betrage als Hemmung gegen die Drehung. Wir drehen nun die beiden Blätter in gleichem Sinne um einen Winkel von 45° (Abb. 24c). Die Mittelkräfte des Luftwiderstandes W, W^1 stehen senkrecht zur Ebene der Blätter; sie schließen demnach mit der Achsenrichtung gleichfalls einen Winkel von 45° ein. Wir können somit die Mittelkraft des Luftwiderstandes in eine senkrecht zur Drehrichtung liegende Teilkraft, die Hemmung, und eine in die Achsrichtung fallende Teilkraft, den Vortrieb, zerlegen.

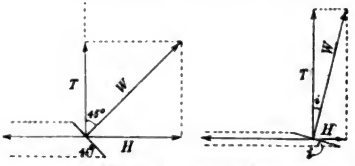


Abb. 25a, b. Luftwiderstand gegen ein Luftschraubenblatt.

Da die Mittelkraft W einen Winkel von 45° mit den Teilkräften einschließt, sind diese gleich groß, die Hemmung H ist also gleich dem Vortrieb T (Abb. 25a). Verkleinern wir den Neigungswinkel i der Blätter zur Drehebene, setzen diesen also von 45° herab auf 40°, 30°, 10° usw., so wird die Hemmung H zunehmend geringer, der Vortrieb T entsprechend größer (Abb. 25b). Ist i der Winkel, den die Mittelkraft M mit der Achse einschließt, so ist der Vortrieb T allgemein bestimmt aus $T = W \cdot \cos i$ und die Hemmung H aus $H = W \cdot \sin i$. Daraus folgt

$$H = \operatorname{tg} \alpha \cdot T. \qquad (86)$$

Bringen wir eine oder mehrere derartige Vorrichtungen, welche das Schema einer zweiflügeligen Luftschraube darstellen, an einem im Gleichgewichte schwebenden Ballon in der Weise an, daß die Achsrichtung der Schraube mit der Längsachse des Tragkörpers zusammenfällt, so wird der Vortrieb, welcher bei der Drehung der Schraube entsteht, durch das Achsenlager auf den Ballonkörper übertragen. Durch den

Digitized by Google

Vortrieb T der Schraube wird der Masse M des Ballonkörpers in bezug auf die ihn umgebende atmosphärische Luft eine Beschleunigung g′ erteilt. Ist W der Luftwiderstand gegen den Tragkörper, so haben wir

$$g' = g \cdot \frac{T - W'}{M}. \qquad (87)$$

Für T = W wird folglich g′ = 0; die Fortschreitungsgeschwindigkeit des Ballons ändert sich von da ab nicht mehr; es tritt der Beharrungszustand ein. Es sei V die Geschwindigkeit des Ballons gegenüber der als ruhend angenommenen atmosphärischen Luft und R die Drehgeschwindigkeit eines Flächenteilchens des Luftschraubenblattes in der Entfernung S von der Achse (Abb. 26). Die Fortschreitungsgeschwindigkeit V setzt sich mit der Drehgeschwindigkeit zu einer resultierenden Geschwindigkeit U zusammen. Diese schließt mit der Ebene des Schraubenblattes den Einfallwinkel δ ein. Unter diesem Winkel trifft die Luft scheinbar gegen das Flächenteilchen auf. Es ist

Abb. 26. Kräftediagramm eines Luftschraubenblattes.

$$\frac{V}{U} = \operatorname{tg} \delta. \qquad (88)$$

Wir setzen voraus, daß die Länge des Schraubenblattes in radialer Richtung im Verhältnis zum größten Durchmesser so klein sei, daß die Drehgeschwindigkeit aller Punkte des Schraubenblattes als nahe gleich groß angenommen werden kann. Wir setzen weiter voraus, daß der Einfallwinkel δ für alle Flächenteilchen des Schraubenblattes nahe gleich groß sei. Wir können unter diesen Voraussetzungen zufolge Gl. 59, 59 A die Größe des Luftwiderstandes W, den die mit der Geschwindigkeit U umlaufenden und gleichzeitig mit der Geschwindigkeit V in der Achsrichtung fortschrei-

Digitized by Google

tenden Schraubenblätter erfahren, in erster Annäherung zahlenmäßig in der Form schreiben

$$W = k \cdot \frac{2 \sin i}{1 + \sin^2 i} \cdot \gamma \cdot F \cdot \frac{U^2}{g} \text{ (kg)} \qquad (89)$$

oder, da i zumeist ein kleiner Winkel ist, nach (60) und (60A)

$$W = k \cdot 2i \cdot \gamma \cdot F \cdot \frac{U^2}{g} \text{ (kg)}. \qquad (89A)$$

Dabei bezeichnet F die Größe der Schraubenblätter in m^2 und k eine Erfahrungszahl, welche von dem besonderen Bau der Schraubenblätter abhängt. Die oben angenommenen Voraussetzungen sind bei zweckmäßig gebauten Schrauben, wie sie gegenwärtig zum Antrieb von Ballons verwendet werden, nicht erfüllt. Wir können den Luftwiderstand der Schraubenblätter trotzdem in der angegebenen vereinfachten Form schreiben, wenn wir für R etwa die Drehgeschwindigkeit des Druckmittelpunktes setzen und für i den Einfallwinkel des Schraubenblattes in diesem Punkte einführen. Wird die Größe und die Richtung der Mittelkraft des Luftwiderstandes W gegen die Schraubenblätter bei einer vorgegebenen Schraubentype durch messende Versuche bestimmt, so sind damit alle Größen der Gl. (89) festgelegt und die Formel kann für die weiteren Untersuchungen einwandfrei verwendet werden. Der umgekehrte Weg ist derzeit aber nicht gangbar; es ist also nicht möglich, aus den bekannten Abmessungen einer beliebigen vorgegebenen Schraubentype die Größe des Luftwiderstandes, den sie bei einer bestimmten Drehgeschwindigkeit erfährt, sowie die Richtung der Mittelkraft durch Rechnung zu bestimmen.

Die Drehung der Schraube mit der gleichbleibenden Geschwindigkeit R erfordert die fortdauernde Überwindung der Hemmung H, den Aufwand einer Arbeit A_π, also

$$A_\pi = H \cdot R \qquad (90)$$

Digitized by Google

und zufolge (88) $$A_\pi = T \operatorname{tg} i \cdot R. \qquad (91)$$

Im Beharrungszustande, wenn der Ballon mit der gleichbleibenden Geschwindigkeit V zur umgebenden atmosphärischen Luft fortschreitet, muß zufolge (87) die Triebkraft T gleich sein dem Stirnwiderstand W_1 des Ballons. Wir können für (91) auch setzen

$$A_\pi = W_1 \cdot \operatorname{tg} i \cdot R. \qquad (91')$$

Der Winkel i ist vom besonderen Bau der Schraubenblätter abhängig und kann nicht beliebig verkleinert werden. Zufolge (89) wächst der Vortrieb mit der Umdrehungsgeschwindigkeit der Schrauben im quadratischen Verhältnis. Im selben Maße steigt aber auch die Beanspruchung der Schraubenarme durch die Wirkung der Zentrifugalkraft. Die Umdrehungszahl der Schraubenflügel darf deshalb auch aus Sicherheitsgründen nicht über eine gewisse obere Grenze gesteigert werden.

Erfolgt die Fortbewegung des Ballons durch ein in der Erdkruste verankertes, unausdehnbares Seil, so ist, wenn wir von der Reibung absehen, die zur Erzielung der Fortschreitungsgeschwindigkeit V erforderliche Arbeitsleistung A_w in der Zeiteinheit $$A_w = W_1 \cdot V. \qquad (92)$$

Wir bezeichnen $$\frac{A_w}{A_\pi} = \eta \qquad (93)$$

das Verhältnis der Widerstandsarbeit des Ballons, welche zur Überwindung des Luftwiderstandes verbraucht wird, wenn die Fortbewegung etwa durch ein unausdehnbares, in der Erdkruste verankertes Seil erfolgen würde zu der Arbeit, welche die Treibvorrichtung (hier Luftschraube) zur Erzeugung der Stützung im Raume, d. i. des aerodynamischen Vortriebes, benötigt, als Wirkungsgrad der Treibvorrichtung.

Digitized by Google

Wegen der Nachgiebigkeit der zur Stützung verwendeten atmosphärischen Luft, welche hinter den gegen sie drückenden Schraubenblättern zurückweicht, verhält sich die Luftschraube nicht wie eine in einer festen Mutter sich fortschraubende Schraube. Ist h die Gewindehöhe einer Schraube und n die Zahl der Umdrehungen in 1 sec, so ist die Strecke s, welche eine in einer festen Mutter sich bewegende Schraube in der Achsrichtung zurücklegt, gleich $h \cdot n = s$. Sind h', n' und s' die entsprechenden Größen für eine Schraube, welcher als Mutter die sie umgebende atmosphärische Luft dient, so haben wir $h' \cdot n' = s'$. Da die Luft vor den durch sie laufenden Schraubenflügeln zurückweicht, ist für $h' = h$ und $n' = n$ nicht auch $s' = s$, sondern es bleibt immer $s' > s$. Die Differenz $s' - s$ heißt die Schlüpfung S der Schraube; sie wird gewöhnlich in Prozenten angegeben, also $S = 100 \cdot (s' - s)/s'$. Bei Wasserschrauben ist die Schlüpfung 20—30 %, bei Luftschrauben ist sie zumeist erheblich größer. Der Wirkungsgrad η der besten Wasserschrauben ist 60 bis 70 %, bei Luftschrauben gewöhnlich weniger.

Zufolge (90) und (92) wird aus (93) auch

$$\eta = \frac{A_w}{A_\pi} = \frac{W_1 \cdot V}{H \cdot R} = \frac{\frac{V}{R}}{\frac{H}{W_1}} = \frac{\operatorname{tg} \vartheta}{\operatorname{tg} i}. \tag{94}$$

Ist A_m die von der Kraftmaschine (Dampf-, Benzin-, Elektromotor) geleistete Arbeit, so bezeichnen wir

$$\frac{A_m}{A_\pi} = \omega. \tag{95}$$

als Wirkungsgrad der Kraftübertragungsvorrichtung (Zahnräder, Riemen, Hebelgestänge). Da in der Übertragungsvorrichtung durch Reibung immer ein Teil der vom Motor geleisteten Arbeit in Wärme umgewandelt wird und deshalb verloren geht, ist stets $A_\pi > A_m$, also $w > 1$. Wir haben nun zufolge (95)

Digitized by Google

$$A_m = \frac{1}{\omega} \cdot A_\pi \tag{96}$$

und nach (93)

$$A_\pi = \frac{1}{\eta_i} \cdot A_w \tag{97}$$

also

$$A_m = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta_i} \cdot A_\pi \tag{98}$$

und für η den Wert aus (94) eingesetzt

$$A_m = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} \delta} \cdot A_w. \tag{99}$$

Mit Rücksicht auf (84) erhalten wir die zur Erzielung der Fortschreitungsgeschwindigkeit V erforderliche Motorarbeit schließlich in der Form

$$A_m = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} \delta} \cdot (\nu \cdot \oplus + \tau \cdot \Omega) \cdot V^3. \tag{100}$$

Der Quotient γ/g ist von der Luftdichte, der Lufttemperatur und der Lage des Beobachtungsortes abhängig, also als physikalische Größe anzusehen, auf deren Änderung wir im allgemeinen keinen Einfluß nehmen können. Der Wert von ω kann durch möglichste Verbesserung der Übertragungsvorrichtung bis zu gewissen Grenzen verringert werden. Die Winkel i und δ hängen von der Konstruktion der Antriebsschrauben ab und können gleichfalls im günstigen Sinne bis zu gewissen Grenzwerten verbessert werden. Die Summe $(\nu \cdot \oplus + \tau \cdot \Omega)$, welche von der Bauart und den Abmessungen des Tragkörpers abhängt, nennen wir die Widerstandsfläche. Wir sind nun schon in der Lage, die Bedingungen zu überschauen, welche erfüllt werden müssen, wenn ein Ballon eine möglichst große Eigengeschwindigkeit erlangen soll. Um die Widerstandsfläche zu verringern, wird man statt der Kugelform des gewöhnlichen Ballons eine zylindrische, vorn und hinten zugespitzte Form wählen. Weiter muß die Außenseite des Tragkörpers möglichst glatt sein und auch bei den unvermeidlichen Gasverlusten infolge Diffusion stets prall bleiben.

Digitized by Google

Prallerhaltung der Ballonhülle. Hat der Tragkörper ein starres Gerüste, so bleibt die äußere Form des Ballons unabhängig vom Gasverluste erhalten (Abb. 27a). Besitzt der Tragkörper kein formstarres Gerippe, so können wir die Straffheit der Form dadurch erhalten, daß wir in den Tragkörper einen vom Gasraum abgesperrten Sack b (Abb. 27b), den wir Luftsack (Ballonet) nennen, einsetzen. Durch einen Schlauch s ist das Ballonet mit der Außenluft in Verbindung und kann durch einen Ventilator, entsprechend dem Füllgasverlust, mit Luft aufgeblasen werden. Die eingeblasene Luft drückt auf das Füllgas und preßt dieses so weit zusammen, bis sein Überdruck gleich wird dem Druck der Luft im Ballonet. Dadurch wird erreicht, daß der Tragkörper prall bleibt, so lange, bis die Hülle des Ballonets vollständig straff gespannt ist, also eine weitere Raumvergrößerung nicht mehr eintreten kann. Das Ballonet dient auch dazu, den Einfluß von Änderungen des äußeren Luftdruckes auf das Füllgas auszuschalten.

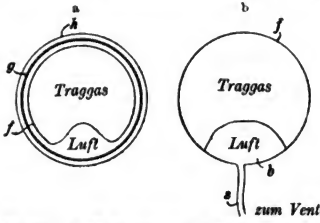


Abb. 27a, b. Prallerhaltung der Hülle. a starrer, b unstarrer Tragkörper. g starres Gerüst (aus Aluminium oder Holz), f Traggasbehälter aus Gewebestoff (gummierte Baumwolle), h Bekleidung des Gerüstes (Baumwollstoff, Holzplatten oder Blech), b Luftsack (Ballonet), s Füllschlauch.

Beim Aufstieg sinkt auf je 80 m Erhebung der Luftdruck um $80 \cdot {}^{1}/_{8000}$, also um 1 v. H. Nach Erreichung mehrerer hundert Meter muß deshalb durch das Sicherheitsventil Gas abgeblasen werden. Beim Abstieg wird durch den äußeren Luftdruck die Hülle zusammengepreßt und diese müßte nun schlaff werden. Der Tragkörper würde dadurch seine Steuerfähigkeit einbüßen. Um dies zu verhindern, wird Luft in das Ballonet geblasen, bis die Hülle wieder straff gefüllt

Digitized by Google

ist. Wir können auf Grund der vorausgehenden Erfahrungen leicht die Abmessungen bestimmen, welche das Ballonet haben muß, wenn der Ballon eine gegebene Steighöhe erreichen soll, ohne Verminderung der Steuerfähigkeit beim Abstieg.

In der Höhe H m habe der Tragkörper beim atmosphärischen Druck p (mm Quecksilber) den Gasinhalt V (m^3). Beim Abstieg steigt der Luftdruck. Ist dieser $n \cdot p$ geworden, so ist das Füllgas auf den Rauminhalt V/n zusammengepreßt, wenn wir zunächst voraussetzen, daß die Gastemperatur gleich sei der Temperatur der Außenluft und diese gleich der Lufttemperatur an der Erdoberfläche. Soll der Ballon beim Sinken nicht schlaff werden, so muß der Rauminhalt des Füllgases immer größer bleiben als $V - v$, wo v den Rauminhalt des Ballonets bedeutet. Wir haben also zu setzen

$$\frac{V}{n} \geqq V - v \tag{101}$$

oder

$$\frac{1}{n} > 1 - \frac{v}{V}. \tag{102}$$

Den Maximalwert von n nennen wir N, er ist nach (102) bestimmt durch

$$\frac{1}{N} = 1 - \frac{v}{V}. \tag{103}$$

Dem Maximalwerte N entspricht an der Erdoberfläche der Druck $P = N \cdot p$. Daraus folgt $N = P/p$. Für N diesen Wert in (103) eingesetzt, erhalten wir

$$\frac{p}{P} = 1 - \frac{v}{V} \tag{104}$$

und

$$p = \left(1 - \frac{v}{V}\right) \cdot P. \tag{105}$$

Diese Gleichung gibt den Luftdruck p, den der Ballon nicht überschreiten darf, wenn der Gasverlust durch Einpumpen von Luft in das Ballonet wettgemacht werden soll. Aus dem Luftdruck p können wir nun mittels der barometrischen

Digitized by Google

Höhenformel die Maximalhöhe H finden, welche der Ballon unter den gemachten Voraussetzungen nicht überschreiten darf. Für Ballonetverhältnisse v/V von 0,1—0,3 ergeben sich demnach folgende Werte

Ballonetverhältnis v/V	0,1	0,2	0,3
Luftdruck p mm	686	610	533
Höhe H m	840	1890	2770

Obige Werte gelten für P = 762 mm und unter der Voraussetzung, daß die Temperatur der ganzen Luftsäule bis zur Maximalhöhe und des Füllgases konstant und gleich 0° sei. In kalter Luft wird demnach schon ein Ballonet von geringerem Rauminhalt zur Erreichung derselben Höhe ausreichen, in warmer Luft muß der Rauminhalt des Luftsackes entsprechend größer genommen werden und zwar zufolge der vorausgehenden Ausführungen um 0,4 % für 1° Temperaturerhöhung des Füllgases.

Allgemeiner Aufbau. Die bisher erprobten Typen von Lenkballons bestehen aus zwei gegeneinander abgegrenzten Teilen: dem Gasbehälter (Tragkörper) und der unter ihm aufgehängten Gondel. Die Verbindung zwischen beiden ist entweder durch formstarre Körper (Trägerkonstruktionen, Rohre, Stangen u. dgl.) hergestellt oder sie erfolgt bloß vermittels Drähten D, D oder Seilen S, S (Abb. 28a, b), welche mittels eines Systems von Gänsefüßen g, g an einem an der Ballonhaut angenähten Gurt G, G befestigt sind. Dadurch wird die gleichmäßige Verteilung der Gondellast auf die ganze Länge des Tragkörpers erzielt.

Als Ballonhüllen verwendet man zumeist dichte Gewebestoffe (Seide, Baumwolle), die durch Überstreichen mit Firnis oder einer Gummilösung gasdicht gemacht werden. Der Gasbehälter wird entweder durch ein besonderes röhrenförmiges Versteifungsgerüst in seiner Form erhalten oder

Digitized by Google

er stellt einfach einen geschlossenen Stoffsack dar, der seine Steifigkeit erst durch das unter Überdruck eingeführte Füllgas erhält. Die Gondel ist meist kahnförmig ausgebildet.

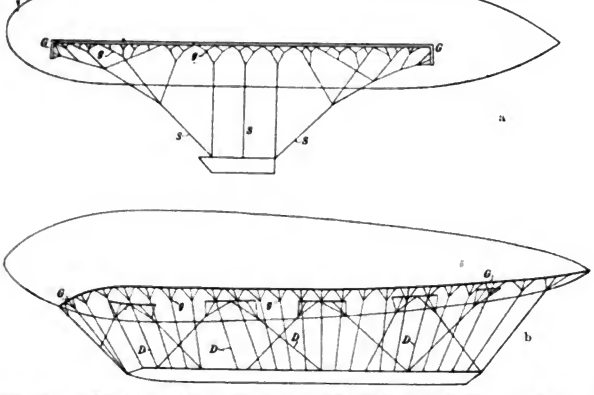


Abb. 28a, b. Schema der Gondelaufhängung eines Kraftballons (Lenkballons). a) Parsevaltype: Kurze Gondel, wenige Tragseile; b) Renardtype: Lange Gondel, zahlreiche Tragseile.

Bei manchen Typen besitzt sie einen kurzen, gedrungenen Bau (Abb. 29b, c, d), bei anderen ist sie langgestreckt in der Form eines Trägers mit dreieckigem oder viereckigem Querschnitt (Abb. 29a). Um ein Niedergehen auf Wasser zu er-

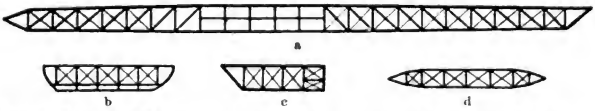


Abb. 29. Schema des Gondelbaues der Lenkballone. a Langer Gondelträger (Typ Clement-Bayard), b, c, d kurzer, gedrungener Gondelbau (b Typ Deutscher Militärballon, c Parseval, d Clouth).

möglichen, wird die Gondel auch bootartig gebaut. Die meisten Typen besitzen bloß eine Gondel, bei sehr langgestreckten Formen werden aber auch zwei oder mehrere Gondeln an-

Digitized by Google

gebracht, die dann zumeist mit einem eigenen Motor mit Triebwerk versehen werden. Hat der Tragkörper ein formstarres Versteifungsgerüst, so wird das Triebwerk unmittelbar an diesem angebracht, bei den Ballons mit Stoffhüllen muß der Antrieb an der Gondel selbst angeordnet werden.

Nahezu bei allen neueren Typen ist der Tragkörper spindelförmig oder zylindrisch mit kegelförmigen oder mehr oder minder parabolischen Zuspitzungen (Abb. 30, 1—7).

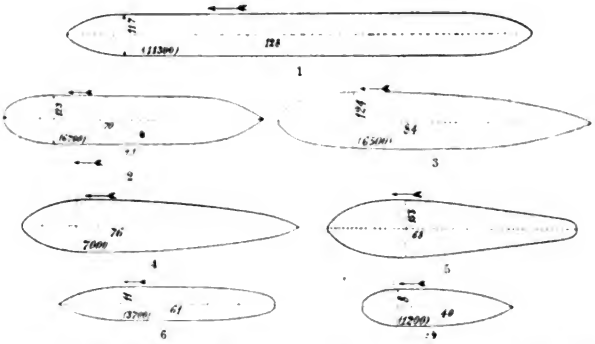


Abb. 30. Umrisse der Tragkörper von Lenkballontypen. Alle in gleichem Maßstabe gezeichnet zur Veranschaulichung der Größe und der Form. Die eingeklammerten Zahlen bedeuten den Rauminhalt in m³, die an der langen und kurzen Achse stehenden Zahlen deren Abmessung in m. 1. Zeppelin, 2. Parseval, 3. Deutscher Militärballon (Groß-Basenach), 4. Clement-Bayard, 5. Italienischer Militärballon (Crocco-Riccaldoni), 6. Französischer Militärballon (Lebaudy-Juliot), 7. Ruthenberg. Bei den Ziffern der Kurzage fehlt der Punkt, also statt 117, 123, 124 und 123 richtig 11,7; 12,3; 12,4 und 12,3 m.

Stabilisierung. Soll ein Motorballon die zufolge seiner Konstruktion erreichbare größtmögliche Eigengeschwindigkeit auch wirklich erzielen, so muß der Tragkörper in der Längs- und Querrichtung genügend stabilisiert sein. Es müssen die bei Änderungen der Stärke der Vortriebskraft oder bei der Einwirkung äußerer Kräfte (Windwellen), bzw. bei Änderungen der Gewichtsverteilung in der Gondel

Digitized by Google

auftretenden Schwingungen tunlichst gering sein und auch möglichst rasch gedämpft werden. Dies geschieht durch die Anbringung von wagrechten und lotrechten Flächen am Hinterende des Tragkörpers. Bei Typen mit langgestrecktem Gondelträger können die Dämpfungsflossen auch am hinteren Ende der Gondel selbst angeordnet werden.

Steuerung. Die Lenkung eines Motorballons nach rechts oder links von der geradlinigen Fahrt kann in einfachster Weise durch eine um eine lotrechte Achse drehbare Fläche nach Art der Schiffe erfolgen. Jeder Lenkballon zerfällt in bezug auf eine durch die Mittellinie des Tragkörpers gelegte lotrechte Ebene in zwei symmetrische Hälften. Die Mittelkraft des gesamten Luftwiderstandes gegen Tragkörper und Gondel fällt gleichfalls in die Symmetrieebene. Wird nun eine am hinteren Ende des Tragkörpers oder der Gondel angebrachte lotrechte Steuerfläche (Abb. 31) nach links oder rechts gedreht, so verschwindet die Symmetrie. Infolge des Luftwiderstandes W gegen die Steuerfläche wird die Längsachse des Tragkörpers ständig aus ihrer ursprünglichen geradlinigen Richtung abgelenkt und zwar nach der Seite, nach welcher das Steuer umgelegt wurde.

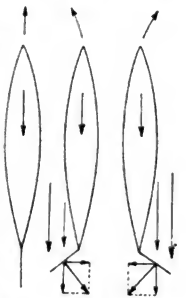


Abb. 31. Kurssteuerung der Lenkballone.

Die Abweichungen von der wagrechten Fahrtlinie nach oben oder unten, die Höhensteuerung, kann auf aerostatischem oder auch auf aerodynamischem Wege erfolgen. Die aerostatische Höhensteuerung geschieht in derselben Weise wie beim gewöhnlichen Kugelballon durch Auswerfen von Ballast bzw. Ablassen von Füllgas durch die Ventile. Auf aerodynamischem Wege können Höhenänderungen dadurch erzielt werden, daß Tragkörper oder Gondel mit

Digitized by Google

Drachenflächen ausgerüstet werden, die einen aerodynamischen Auftrieb geben. Werden an dem Gondelträger die Drachenflächen F_1, F_2 (Abb. 32) angebracht, die um eine parallele senkrecht zur Flugrichtung liegende Achse gedreht werden können, so ergeben diese, wenn der Vorderrand aufgedreht wird, einen aerodyna-

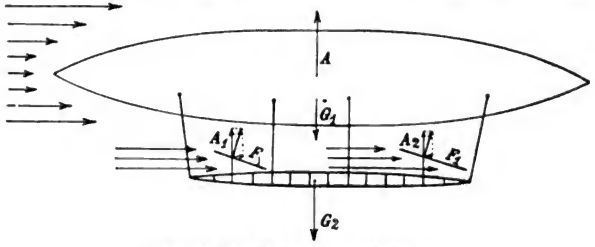


Abb. 32. Höhensteuerung der Lenkballone.

mischen Auftrieb $A_1 + A_2$, der sich zur Tragkraft A des Ballons addiert. Im Schwebezustande muß A gleich sein der Summe aus dem Gewichte des Tragkörpers G_1 und dem Gondelgewichte G_2. Die Kraft $A_1 + A_2$ wirkt also als Steigkraft, die den Ballon über die aerostatische Schwebehöhe hinaus hebt. Für das Maß dieser Hebung gilt dasselbe Gesetz wie bei der aerostatischen Höhensteuerung durch Ballastabgabe. Die Schwebehöhe ändert sich um 80 m bei einer aerodynamischen Entlastung um 1 % des augenblicklichen Gewichtes des Tragballons samt Gondel und Ausrüstung, also des ganzen schwebenden Systems. Ein Lenkballon mit einem Tragkörper von 3000 m^3 Inhalt, dessen Tragkraft 3000—3300 kg beträgt, würde also durch einen aerodynamischen Auftrieb von 30—33 kg um 80 m über seine aerostatische Schwebehöhe gehoben werden. Mit zunehmender Vergrößerung der aerodynamischen Auftriebsvorrichtung würden wir schließlich ein Mittelding zwischen

Digitized by Google

Ballon und Flugmaschine erhalten, der Tragkörper würde immer mehr zu einer Sicherheitsvorrichtung gegen Abstürze bei einem Versagen der aerodynamischen Auftriebsvorrichtungen.

Statt durch besondere Drachenflächen kann die Höhensteuerung auch durch die Schiefstellung der Längsachse des Ballons aerodynamisch erzielt werden. Die Mittelkraft M des Luftwiderstandes gegen den schief gestellten Tragkörper (Abb. 33) können wir in eine lotrechte H und eine wagrechte Teilkraft R zerlegen; die letztere wirkt hemmend, geschwindigkeitsvermindernd; die lotrechte Teilkraft vermehrt den aerostatischen Auftrieb und hebt den Ballon über die Gleichgewichtslage hinaus. Die Schiefstellung der Längsachse des Ballons kann durch Verschiebung eines Laufgewichtes erreicht werden oder mittels zweier in den Enden des Tragkörpers angebrachter Luftsäcke (Abb. 34).

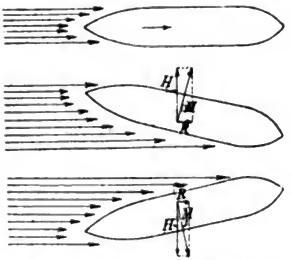


Abb. 33. Höhensteuerung der Lenkballone.

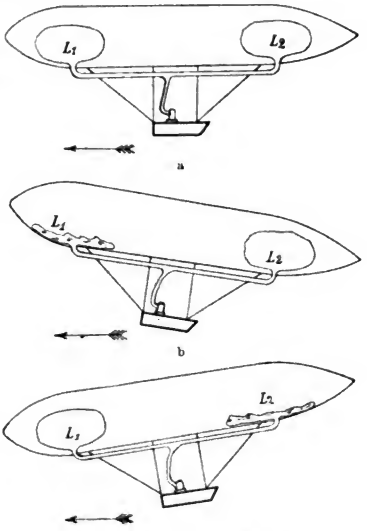


Abb. 34. Höhensteuerung der Lenkballone.

Wird in den rückwärtigen Luftsack L_2 (Abb. 31b) atmosphärische Luft eingepumpt, aus dem vorderen Luftsack L_1 abgeblasen, so wird der Vorderteil leichter, der rückwärtige Teil schwerer, die Ballonachse stellt sich schief mit der Spitze nach oben. Eine dritte Methode, den Tragkörper schräg zu stellen, besteht darin, daß man am vorderen und am hinteren Ende Steuerflossen anbringt, die um wagrechte quer zur Flugrichtung liegende Achsen drehbar sind (Abb. 35). Wird die

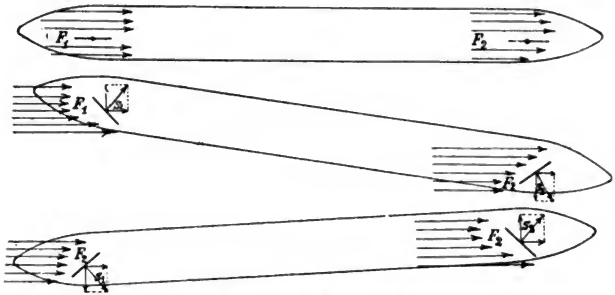


Abb. 35. Höhensteuerung der Lenkballone.

vordere Flosse F_1 aufgedreht, die hintere abgedreht, so erfährt F_1 auf der Unter-, F_2 auf der Oberseite aerodynamischen Druck S_1 bzw. S_2. Die lotrechte Teilkraft von S_1 hebt den Vorderteil (Bug) und drückt das Hinterende des Schiffes nieder. Der Tragkörper stellt sich schief und erfährt deshalb auf der ganzen Unterseite einen aerodynamischen Druck. Dessen lotrechte Teilkraft (Abb. 33) addiert sich zur aerostatischen Tragkraft und hebt das Fahrzeug über die aerostatische Gleichgewichtslage hinaus. Wird F_1 ab-, F_2 aufgedreht, so senkt sich die Spitze und der Tragkörper erfährt auf der Oberseite aerodynamischen Druck. Dieser vermindert die Tragkraft des Gasbehälters. Das Luftschiff wird nach unten gedrückt, nähert sich also dem Erdboden. Durch

Digitized by Google

Umlegung der Steuer kann der Sinkflug wieder in den wagrechten Flug und bei entsprechend großer Auf- bzw. Abdrehung der Steuer in den Steigflug übergeführt werden.

Luftschifführung. In bewegter Luft wird jeder Ballon in der Richtung und mit der Geschwindigkeit des herrschenden Windes abgedriftet. Rüsten wir den Tragkörper mit einer Treibvorrichtung aus, welche gestattet, ihm in bezug auf die ihn umgebende atmosphärische Luft eine Eigengeschwindigkeit zu erteilen, so setzt sich die Bahn des Ballons in bezug auf einen gegebenen festen Ort der Erdoberfläche aus zwei Teilbewegungen zusammen. Es sei (Abb. 36)

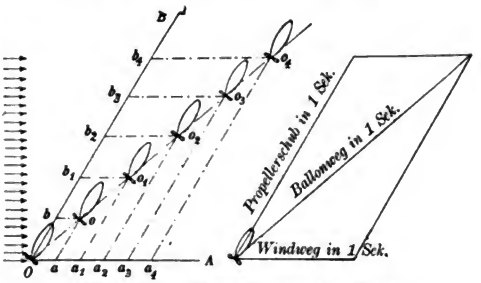


Abb. 36. Luftschifführung bei Fahrten im Winde.

OA die Strömungsrichtung des Windes, OB die Richtung des Schraubenvortriebs, welcher mit der Längsachse des Ballons zusammenfällt. $Oa_1 = a_1a_2 = a_2a_3 = \cdots$ sind die Windwege, $Ob = bb_1 = b_1b_2 = b_2b_3 = \cdots$ die Eigenwege des Ballons infolge des Schraubenschubes in gleichen Zeitteilchen (1 sec), $Oo = oo_1 = o_1o_2 = o_2o_3 = \cdots$ die resultierenden Fortschreitungswege des Ballons in bezug auf einen als unbeweglich angenommenen Ort der festen Erdoberfläche. Dem Beobachter an Bord des Luftschiffes weht stets in der Richtung der Längsachse des Ballons ein scheinbarer Wind entgegen, welcher der Eigengeschwindigkeit des Schiffes in bezug auf die ihn umgebende atmo-

Digitized by Google

sphärische Luft entspricht, also den Verschiebungswegen in der Zeiteinheit $Ob = bb_1 = b_1b_2 = \cdots$ Auch im stärksten Sturme erfährt man also in der Gondel eines Lenkballons bloß einen scheinbaren Wind entsprechend der Eigengeschwindigkeit des Schiffes, ganz gleichgültig, nach welcher Richtung das Schiff fährt.

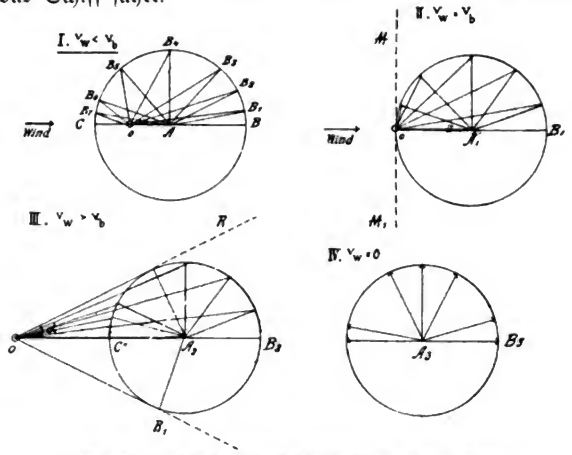


Abb. 37. Fahrbereich der Lenkballone in strömender Luft (Wind).

Die Steuerfähigkeit eines Lenkballons ist abhängig von dessen größter Eigengeschwindigkeit im Verhältnis zur Windgeschwindigkeit. Die Fläche, welche ein Lenkballon von gegebener Eigengeschwindigkeit bei vorgegebener Windgeschwindigkeit bestreichen kann, nennen wir sein Aktionsfeld. Wir müssen vier Fälle unterscheiden. 1. Fahrt in windstiller Luft (Abb. 37, IV). Der Ballon kann, ganz unabhängig vom Werte der Eigengeschwindigkeit, jeden beliebigen Punkt des Horizontes erreichen. Sein Aktionsfeld ist also 360°. 2. Windgeschwindigkeit

kleiner als die Eigengeschwindigkeit (Abb. 37, I). OA sei nach Richtung und Größe die Windgeschwindigkeit, AB die Eigengeschwindigkeit des Ballons. O sei der Anfangspunkt der Bewegung. Der Ballon kann ersichtlich jeden Punkt des Horizontes erreichen. Das Aktionsfeld ist 360°. 3. Windgeschwindigkeit gleich der Eigengeschwindigkeit (Abb. 37, II). OA_1 Windgeschwindigkeit, A_1B_1 Eigengeschwindigkeit. O Anfangspunkt der Bewegung. Der Ballon kann bloß alle jene Punkte erreichen, die rechts liegen von MM', wobei $MM' \perp A\,A_1$. Das Aktionsfeld ist 180°. 4. Windgeschwindigkeit größer als die Eigengeschwindigkeit (Abb. 37, III). OA_2 Windgeschwindigkeit, A_2B_2 Eigengeschwindigkeit des Ballons. O Anfangspunkt der Bewegung. Der Ballon kann bloß alle Punkte erreichen, welche innerhalb des Flächenkeiles ROR' liegen. Der Aktionsfeldwinkel ist $ROR' = 2\,\alpha$ und $\sin(\alpha/2) =$ Eigengeschwindigkeit/Windgeschwindigkeit.

Hat das Luftschiff eine geschlossene kreisförmige Bahn zu beschreiben, so wird in einem Teil der Fahrt der Wind die Fortschreitungsgeschwindigkeit gegenüber einem festen Orte der Erdoberfläche vermehren, im anderen sie vermindern. Bei Fahrten in geschlossener Bahn ist deshalb der Wind immer mehr oder weniger nachteilig. Ein Wind, dessen Geschwindigkeit gleich $^1/_3$ der Eigengeschwindigkeit ist, vermindert diese im Durchschnitt um 5 v. H. Wenn die Geschwindigkeit des Windes $^2/_3$ der Eigengeschwindigkeit erreicht, kann sich der Verlust auf 40 v. H. erhöhen.

Die gegenwärtig erreichbaren höchsten Eigengeschwindigkeiten von Luftschiffen liegen zwischen 10 und 15 m/sec. Sieht man von Tagen mit stürmischen Winden, deren Geschwindigkeit 15 m/sec erreicht oder überschreitet, ab, so wird ein Lenkballon in Mitteleuropa im allgemeinen schon an 90—95 v. H. aller Tage des Jahres ein Aktionsfeld von

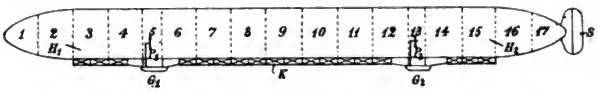
Digitized by Google

360° behalten, d. h. nach jedem beliebigen Punkte des Horizontes steuern können.

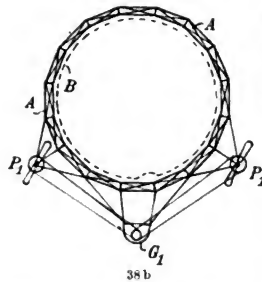
Systeme der Lenkballontypen.

Allgemeine Kennzeichen. Wir teilen alle Motorballons ein in das starre, das unstarre und das halbstarre System.

Das starre System ist dadurch gekennzeichnet, daß der Tragkörper ganz aus einem formstarren Stoffe (Blech, Holz) besteht oder doch ein starres Gerüst besitzt, das mit Stoff bespannt ist. Beim unstarren System entbehrt der Tragkörper aller formstarren Versteifungen, er besteht aus



38 a



38 b

Abb. 38 a, b. Das Zeppelinsche Luftschiff. a Längsschnitt, b Querschnitt (in vergrößertem Maßstab). P_1 vorderes, P_2 hinteres Schraubenpaar, G_1 vordere, G_2 hintere Gondel, K Kielgerüste zur Versteifung des Tragkörpers, H_1 vorderes, H_2 hinteres Höhensteuer, S Seitensteuer, A Aluminiumgerüste, B in die Abteilungen 1—17 eingebettete Gasbehälter.

einem aus Gewebsstoffen hergestellten Behälter, der erst durch den Überdruck des Füllgases seine pralle Form erhält. Die Verbindung zwischen Gondel und Tragkörper erfolgt bloß durch Seile oder Drähte. Dem halbstarren System zählen wir alle Typen zu, bei denen der Tragkörper nicht jeder formstarren Versteifung entbehrt. Diese bestehen gewöhnlich in einem kielförmigen Gerüste, das an der Unterseite des Tragkörpers angesetzt ist.

Das starre System.

Lenkballontype Zeppelin. Die bekannteste und erfolgreichste Type des starren Systems ist das Riesenluftschiff

Digitized by Google

des Grafen Zeppelin. Die Hauptkennzeichen der Zeppelinschen Luftschifftype sind (Abb. 38a, b u. 39): Das röhrenförmige Gerüste des Tragkörpers aus Aluminium, das außen mit Ballonstoff überspannt ist und innen 17 (bei späteren Modellen auch mehr) Stoffsäcke hintereinander eingelagert enthält, die als Gasbehälter dienen. An der Unterseite des Tragkörpers sind etwa im 1. und 3. Viertel der Länge zwei Gondeln angeordnet. Jede von diesen enthält einen Benzinmotor zum Antrieb je eines Paares am Tragkörper nahe dessen Mittellinie angebrachter Luftschrauben, welche den Vortrieb erzeugen (Abb. 38).

Abb. 39. Lenkballon Clément Zeppelin. In der Mitte ein Teil der Gerüstbekleidung (Stoffhülle) weggenommen. Teil des Gerüstes des Ballons und des Verbindungsteges zwischen den beiden Gondeln sichtbar. In den Kammern fünf von den 17 kleinen Ballons sichtbar, in welche das Wasserstoffgas gefüllt ist.

Das unstarre System.

Lenkballontype Parseval. Von den zahlreichen, dem unstarren System angehörenden Typen soll nur der Lenkballon von A. v. Parseval eingehender besprochen werden, da dieser gegenwärtig die besterprobte und relativ vollkommenste Konstruktion darstellt. Die wesentlichen Kennzeichen des Parsevalschiffes sind (Abb. 40a): Der vollkommen unstarre Gasbehälter, hergestellt aus zwei Lagen eines sehr dicht gewebten Baumwollstoffes mit zwischenliegender Gummischicht von etwa $^1/_{10}$ mm Dicke. Seine Steifigkeit in der Längsrichtung erhält der Tragkörper durch die Einführung des Füllgases unter Überdruck. Dieser beträgt an der Unter-

Digitized by Google

seite des Tragkörpers im Mittel 20 mm Wassersäule, entsprechend einer Belastung von 20 kg auf 1 m² der Hüllenoberfläche. Dieser Überdruck ist weitaus hinreichend, um dem Winddrucke bei der maximalen Fahrgeschwindigkeit von 15 m/sec standzuhalten, ohne daß die Hülle eingedrückt würde. Ein Wind von 15 m/sec gibt beim lotrechten Anströmen auf eine Fläche von 1 m² zufolge der Gl. (57) einen Druck von rund 30 kg. Wird der Fläche eine kegelförmige Spitze aufgesetzt, so kann der Druck gegen die schrägen Seitenflächen bis auf den zehnten Teil herabgemindert werden, d. i. auf 3 kg pro 1 m². Die Dichtigkeit der modernen Ballonstoffe wird für Überdrucke bis 0,45 Atmosphären, d. i. bis etwa 4500 kg auf 1 m² garantiert. Die Festigkeit erreicht 1200—1300 kg auf 1 m Stofflänge, und das Gewicht ist 330—350 g pro 1 m². Diese Zahlen lassen erkennen, daß es mit vollkommener Sicherheit möglich ist, die Gondel, die samt Ausrüstung bei einzelnen Typen mehrere tausend Kilogramm wiegt, an den völlig unversteiften Tragkörper zu hängen. Die Aufhängung der relativ kurzen und sehr kräftig gebauten Gondel erfolgt vermittelst Drahtseilen s, s an zwei seitlich am Tragkörper angenähten Gurten G (Abb. 28a). Zum Antrieb dient eine an einem Aufbau in der Gondel angebrachte Luftschraube P (Abb. 40a, b). Die größeren Typen sind mit zwei nebeneinander liegenden Treibschrauben ausgerüstet.

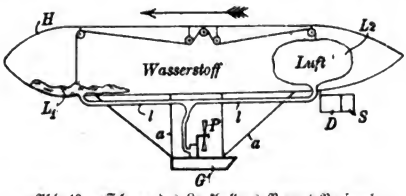


Abb. 40a. Schema des Lenkballons Bauart Parseval. H Hülle des Tragkörpers aus gummiertem Baumwollstoff, G Gondel, P Antriebsschraube, a, a Aufhängeseile, D Dämpfungsfläche, S Seitensteuer, L_1 vorderer, L_2 hinterer Luftsack, l, l Luftleitung.

Digitized by Google

Die Stabilisierung in der Längsrichtung bewirkt ein Paar am verjüngten hinteren Ende des Tragkörpers angebrachter wagrechter Flossen (Abb. 40 b); die Stabilisierung der Querachse besorgt eine lotrechte Fläche D, an welche unmittelbar das um eine lotrechte Achse drehbare Seitensteuer S angesetzt ist (Abb. 40 a).

Abb. 40 b. Lenkballon Bauart Parseval.

Die Steuerung in der Lotrechten nach oben oder unten erfolgt dynamisch; sie wird durch die Schiefstellung der Längsachse des Tragkörpers bewirkt mit Hilfe zweier Luftsäcke L_1, L_2 (Abb. 34). Bei einer am 23. Oktober 1908 mit dem Militärluftschiff „P I" der Parsevaltype ausgeführten Fahrt wurde dynamisch, also ohne Ballastausgabe, eine Höhe von 1000 m und durch Ausgabe von 220 kg Ballast die Höhe von 1580 m erreicht, wo das Luftschiff eine Stunde verblieb. Der Tragkörper faßte 3900 m^3; wir können also die Tragkraft zu rund 4000 kg ansetzen. Nach den früheren Ausführungen würde der Ballon bei einer Entlastung von 10 % um $10 \cdot 80 = 800$ m steigen. Soll die Steighöhe 1000 m sein, so müßte die Entlastung rund 500 kg betragen. Diese kann durch Ballastausgabe oder dynamisch durch die Erzeugung eines aerodynamischen Auftriebes auf den schief gestellten Tragkörper erfolgen. In der Höhe von 1000 m,

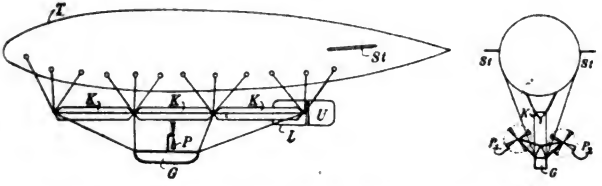
wo das Gewicht des Ballons infolge der aerodynamischen Entlastung von 500 kg nur mehr 4000 — 500 = 3500 kg ist, würde eine Ballastausgabe von 1 %, d. i. 35 kg, die Schwebehöhe um 80 m ändern; um 580 m zu steigen, müssen deshalb rund 7 % Ballast ausgeworfen werden, das sind 35 · 7 = 245 kg. In Wirklichkeit wurden bloß 220 kg verbraucht. Die angegebene Berechnungsmethode kann bloß angenäherte Werte des erforderlichen aerodynamischen Auftriebes und der nötigen Ballastmenge ergeben. Da die Basis der ganzen Berechnung, das Gewicht des Luftfahrzeuges im Augenblicke des Aufstieges, meist nur beiläufig bekannt ist, wäre eine genauere Berechnung praktisch ganz illusorisch. Wir entnehmen aus den im vorausgehenden gefundenen Zahlen, daß die aerodynamische Höhensteuerung von außerordentlich großer Bedeutung ist. Um statisch die Höhe von 1000 m zu erreichen, wären 500 kg Ballast nötig gewesen. Es hätte also die Nutzlast (Benzin, Bemannung usw.) um diesen Betrag vermindert werden müssen. Dadurch wäre die Fahrtdauer abgekürzt worden, die ja, unter sonst gleichen Umständen, proportional ist dem Benzinvorrat, der hochgenommen werden kann. Diesen Vorteilen der dynamischen Höhensteuerung steht als einziger Nachteil gegenüber die Erhöhung des Stirnwiderstandes des Tragkörpers und infolgedessen eine Verminderung der Fluggeschwindigkeit.

Das halbstarre System.

Der deutsche Militärballon Groß-Basenach. Dem halbstarren System gehören zwei der gegenwärtig vollendetsten Luftschifftypen an: der deutsche Militärballon, von Major Groß und Oberingenieur Basenach konstruiert, und der italienische Militärballon, dessen Erbauer die italienischen Offiziere Crocco und Riccaldoni sind. Beim

Digitized by Google

deutschen Militärballon (Abb. 41) ist zwischen der gleichfalls kurz und kräftig gebauten Gondel G und dem Tragkörper ein Kielgerüst K K aus Stahlrohren angebracht, das zur



41 a 41 b

41 a, b. Der Deutsche Militärballon M 3, Bauart Groß-Basenach. a Längsschnitt, b Querschnitt. T Tragkörper, G Gondel, P_1 P_2 Vortriebsschrauben, K K Kielgerüste, St Dämpfungsflächen, L Kielfläche, U Seitensteuer.

Versteifung des Ballons dient, sowie zur Anbringung der Treibschrauben P_1, P_2. Beim italienischen Militärballon ist das Kielgerüst Kg unmittelbar mit dem Tragkörper T verbunden und an dessen Unterseite angesetzt (Abb. 42). Zum Antrieb dienen zwei auf einem Gerüste in der Gondel

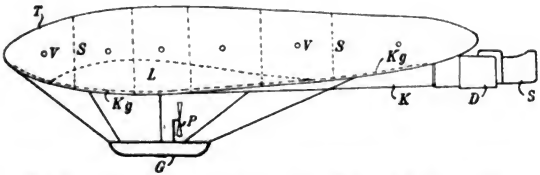


Abb. 42. Der italienische Militärballon I bis (Bauart Crocco-Riccaldoni). T Tragkörper, durch lotrechte Wände in 6 Abteilungen (Schote) geteilt, G Gondel, P Antriebsschraube, Kg Kielgerüste zur Versteifung des Tragkörpers, K Kiel, D Dämpfungsflächen, S Seitensteuer, V, V Sicherheitsventile, S, S Schotenwände, L Luftsack.

angeordnete Schrauben P. Die Stabilisierung und Steuerung erfolgt bei den Typen des halbstarren Systems in derselben Weise wie beim starren und unstarren.

4. Aërodynamische Schwebe- und Flugvorrichtungen.

Das Fallschirmproblem. Es sei M die Masse, G das Gewicht eines Flugkörpers, F dessen größter Querschnitt. Die Luftverdrängung des Flugkörpers sei so gering, daß wir den aerostatischen Auftrieb, der im Maximum bloß $1^1/_3$ kg pro 1 m³ Rauminhalt ist, vernachlässigen können. Da die Dichte der leichtesten festen Körper noch außerordentlich viel größer ist als jene der Luft (Kork ca. 200 mal), ist diese Voraussetzung stets erfüllt, wenn der Flugkörper nicht mit besonderen Vorrichtungen (Ballons) versehen wird, deren einziger Zweck gerade die künstliche Vergrößerung des aerostatischen Auftriebes ist.

Beim Fall im luftfreien Raume hatten wir $G = M \cdot g$. Steht die Richtung der Mittelkraft des Luftwiderstandes W lotrecht, so vermindert sie mit ihrem ganzen Betrage die Treibkraft G des Gewichtes. Bezeichnet g' die veränderliche Fallbeschleunigung, so ist

$$G - W = M \cdot g'. \tag{106}$$

Daraus folgt

$$g' = \frac{G - W}{M} = g \cdot \frac{G - W}{G} = g\left(1 - \frac{W}{G}\right) \tag{107}$$

Nennen wir γ wieder das Gewicht der Raumeinheit Luft, v die Fallgeschwindigkeit und k den Luftwiderstandskoeffizienten, so können wir W zufolge (57) annähernd in der Form schreiben

$$W = k \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot F \tag{108}$$

und somit

$$g' = g\left(1 - k \cdot \gamma \cdot \frac{v^2}{g} \cdot \frac{F}{G}\right) \tag{109}$$

Da mit zunehmender Falldauer die Fallgeschwindigkeit und mit dieser zufolge (108) der Luftwiderstand im qua-

Digitized by Google

dratischen Verhältnisse wächst, muß die Sinkbeschleunigung ständig abnehmen. Für $W = G$ wird nach (107) $g' = 0$, die Fallgeschwindigkeit ändert ihren Wert nicht mehr. Wir nennen die Fallgeschwindigkeit, für welche $W = G$ wird, die maximale Sinkgeschwindigkeit v_m; es ist also

$$G = W = k \cdot \gamma \cdot \frac{v_m^2}{g} \cdot F, \tag{110}$$

daraus folgt

$$v_m = \sqrt{\frac{g}{k\,\gamma} \cdot \frac{G}{F}}. \tag{111}$$

Der Quotient $G/F = f$ gibt die Belastung in kg auf 1 m² der Fallschirmfläche F an, wir nennen f die Flächenbelastung. Die Fallgeschwindigkeit nähert sich asymptotisch der maximalen Fallgeschwindigkeit v_m. Bei den praktisch in Betracht kommenden Flächenbelastungen etwa von 1 bis

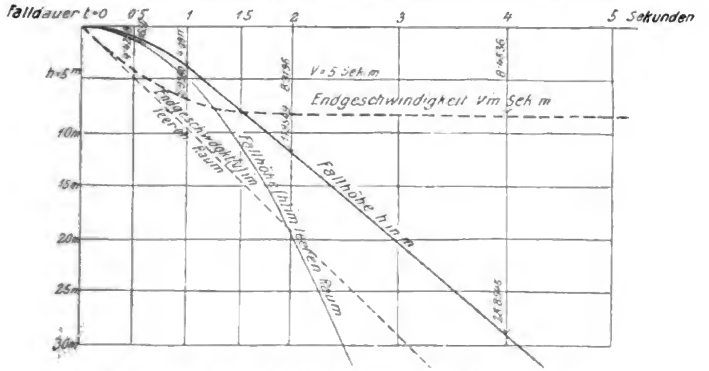


Abb. 43. Lotrechter Fall einer ebenen wagrecht gestellten Platte durch ruhende Luft.

8 kg wird die Abweichung zwischen der wirklichen Fallgeschwindigkeit und der maximalen Endgeschwindigkeit aber schon nach sehr kurzer Falldauer (1—2 sec) verschwindend klein. In Abb. 43 sind auf der Wagrechten die Fallzeiten in sec, auf der Lotrechten die Fallhöhen in m aufgetragen.

Digitized by Google

Die gezeichneten Linien geben ein Bild der Änderung der Fallgeschwindigkeit einer quadratischen, sehr dünnen Platte beim lotrechten Fall durch strömungsfreie (windstille) Luft. Die Flächenbelastung der Platte ist mit 8 kg auf 1 m² vorausgesetzt.

Der gewöhnliche Fallschirm hat ausgespannt die Form eines Kugelabschnitts AOA_1 (Abb. 44). Liegen die Befestigungspunkte A, A_1 der Tragseile AC, A_1C_1 in einer wagrechten Ebene und gilt das gleiche für alle Schnitte, so steht wegen der Symmetrie um den Mittelpunkt O die Mittelkraft des Luftwiderstandes W lotrecht und fällt in die Symmetrieebene ZZ'. Liegt auch der Schwerpunkt Σ der angehängten Last G in ZZ', so geben die beiden Kräfte W und G kein Drehmoment. Der Fallschirm sinkt deshalb in unbewegter Luft lotrecht nieder. Werden die Tragschnüre auf der einen Hälfte des Schirmes verkürzt, so fällt der Mittelpunkt des Luftwiderstandes a (Abb. 43b) nicht mehr nach o, sondern rückt in der Richtung der verkürzten Tragschnüre nach a, bis er wieder mit Σ in derselben Lotlinie liegt. Die Mittel-

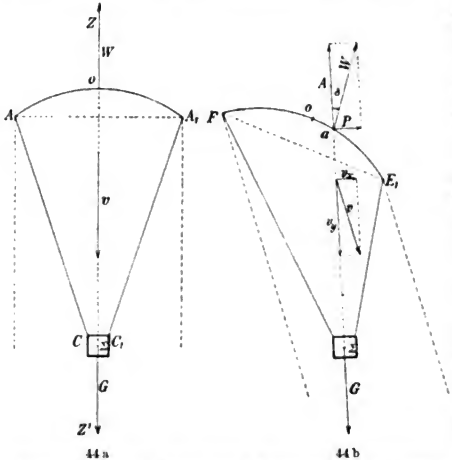


Abb. 44 a, b. Lotrechtes und schräges Abgleiten eines Fallschirmes.

kraft des Luftwiderstandes W fällt jetzt nicht mehr in die Lotlinie, ergibt also eine lotrechte Teilkraft A und eine wagrechte P, welche als Vortrieb wirkt und dem Schirm eine Geschwindigkeit v_x in wagrechtem Sinne erteilt. Diese setzt sich mit der lotrechten Fallgeschwindigkeit v_y zur schräg nach unten gerichteten resultierenden Geschwindigkeit v zusammen. Der Fallschirm sinkt deshalb nicht mehr lotrecht, sondern gleitet in schräger Bahn ab. Wir haben damit den Übergang des Fallschirmfliegers in den Gleitflieger.

Das Gleitproblem. Die lotrechte Sinkgeschwindigkeit einer frei fallenden, wagrecht gestellten, ebenen Platte wird erfahrungsgemäß kleiner, wenn man die Platte während des Falles in ihrer Ebene verschiebt. Die Fallstrecke in der Zeiteinheit erhält im Vergleich zu der beim lotrechten Niedersinken durchfallenen Höhe einen um so kleineren Wert, je größer die seitliche Verschiebung der Platte in der Zeiteinheit ist.

Wird einer lotrecht niedersinkenden Platte FF′ (Abb. 45A) eine seitliche Verschiebungsgeschwindigkeit v_x in ihrer Ebene erteilt, so muß der Schwerpunkt der Platte, da diese die lotrechte und die wagrechte Bewegung nicht gleichzeitig ausführen kann, sich in der Richtung der Diagonale des aus den beiden Geschwindigkeiten v_x und v_y gebildeten Parallelogramms bewegen. Die Geschwindigkeit v der resultierenden schrägen Bewegung muß deshalb, entsprechend der seitlichen Verschiebung, größer werden als beim senkrechten Fall. Die Ebene der schräg sinkenden Platte bildet mit der Bewegungsrichtung einen spitzen Winkel α. Die

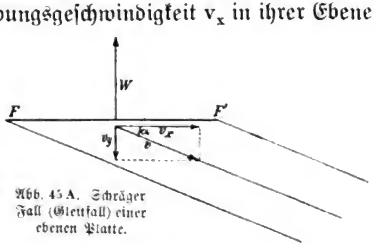
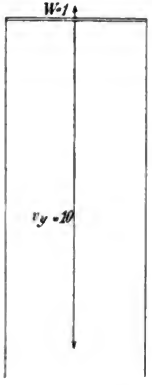


Abb. 45 A. Schräger Fall (Gleitfall) einer ebenen Platte.

Digitized by Google

Mittelkraft W des Luftwiderstandes ist wegen der wagrechten Lage der Platte lotrecht nach oben gerichtet; sie wirkt deshalb ihrem ganzen Betrage nach als aerodynamischer Auftrieb, der das scheinbare Gewicht der Platte vermindert. Der Luftwiderstand wächst im quadratischen Verhältnis zur resultierenden Geschwindigkeit und nimmt ab im Verhältnis des Sinus des Winkels α zwischen der Bewegungsrichtung und der Plattenebene. Der vermindernde Einfluß der schrägen Bewegung wird deshalb durch die Vergrößerung der Fortschreitungsgeschwindigkeit aufgewogen und der Fall der Platte durch die Erteilung der wagrechten Gleitgeschwindigkeit verzögert gegenüber dem lotrechten Fall.

Nehmen wir an, die lotrechte Geschwindigkeitskomponente der sinkenden Platte sei 1 m, die wagrechte wäre 10 mal so groß (Abb. 45 B). Die Richtung der resultierenden Geschwindigkeit, also auch der Fortbewegung der schräg niedergleitenden Platte, schließt in diesem Falle mit der wagrecht liegenden Plattenebene einen Winkel von rund 6^0 ein. Der Sinus eines Winkels von 6^0 ist rund gleich $^1/_{10}$. Die resultierende Geschwindigkeit ist ein wenig größer als 10 m. Wegen der 10 mal so großen Geschwindigkeit des seitlichen Niedergleitens würde der Druck (im quadratischen Verhältnis wachsend) 100 mal so groß wie beim lotrechten Fall mit gleicher Geschwindigkeit; wegen des schrägen Gleitfalles sinkt der Druck auf den 10. Teil gegen-



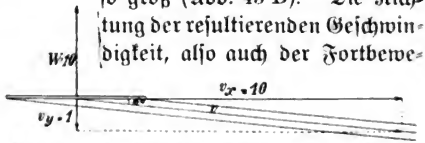


Abb. 45 B. Lotrechter Fall und Gleitfall einer ebenen Platte.

Digitized by Google

über seinem Werte beim lotrechten Falle. Es bleibt deshalb noch immer die zehnfache Druckvermehrung beim Gleitfall in dem betrachteten Beispiel.

Langley hat die Erscheinung der Sinkverminderung beim Gleitfall auch durch Versuche erwiesen. Eine rechteckige Platte von 10 cm Breite, parallel zur Flugrichtung, und 46 cm Länge im Gewichte von 465 g durchfiel ohne wagrechte Verschiebung eine Höhe von 1,2 m in $^1/_2$ sec. Wurde der Platte eine wagrechte Geschwindigkeit von 10 m erteilt, so erhöhte sich die Falldauer für die gleiche Strecke auf $^3/_4$ sec, bei 20 m überstieg sie 2 sec.

Die schräg gleitende Platte vermag demnach bei der gleichen Sinkhöhe in der Zeiteinheit eine größere Last zu tragen oder sie sinkt bei gleichem Gewichte langsamer als die nicht gleitende Platte. Die physikalische Ursache der Sinkverminderung beim Gleitfall liegt in der Vergrößerung der Stützmasse beim schrägen Niedergleiten gegenüber dem lotrechten Fall.

Liegt die Platte nicht wagrecht, so schließt die Mittelkraft W des Luftwiderstandes (Abb. 46) einen Winkel δ mit der durch den Druckmittelpunkt D gezogenen Lotlinie ein. Wir können deshalb W in eine lotrechte Teilkraft W_y und eine wagrechte W_x zerlegen. Durch den Auftrieb W_y wird der Gewichtsdruck der Platte von G auf $G - W_y$ vermindert; W_x erteilt der Platte eine Beschleunigung in wagrechtem Sinne und wirkt demnach als Vortrieb. Nach einer gewissen Falldauer wird somit die Platte in lotrechtem

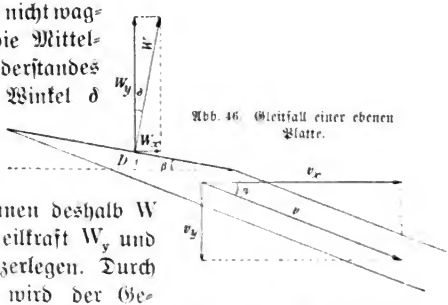


Abb. 46. Gleitfall einer ebenen Platte.

Digitized by Google

Sinne die Geschwindigkeit v_y, in wagrechtem Sinne die Geschwindigkeit v_x angenommen haben, sie wird sich also mit der resultierenden Geschwindigkeit v bewegen, deren Richtung mit der Lotrechten einen Winkel φ einschließt. Die Platte sinkt nicht mehr lotrecht, sondern gleitet in schräger Bahn ab.

Wir denken uns nun die Platte als Bestandteil eines Flugkörpers und bezeichnen sie in dieser Verbindung als Tragfläche. Deren einziger Zweck ist die möglichst kräftige Bremsung des Falles. Wir trennen den Luftwiderstand R gegen den Rumpf des Flugkörpers vom Luftwiderstande T gegen die Tragfläche. Die Winkel, welche R bzw. T mit den durch die zugehörigen Angriffspunkte gezogenen Lotlinien einschließen, seien δ und ϑ. Beide Winkel werden von der Lotlinie im Sinne der Gleitrichtung als positiv gezählt. Wir zerlegen T und R in eine lotrechte Teilkraft T_y bzw. R_y und eine wagrechte T_x bzw. R_x. Für T_y und R_y gilt die Richtung nach dem Zenit als positiv, für R_x und T_x die nach der Gleitrichtung. Alle Kräfte mit positiver Richtung sind danach als Treibkräfte, alle Kräfte mit negativer Richtung als Widerstände in Rechnung zu setzen.

Wir haben zunächst die Gln.

$$T^2 = T_x^2 + T_y^2 \tag{112}$$

und

$$R^2 = R_x^2 + R_y^2. \tag{113}$$

Zwischen den einzelnen Komponenten und ihren Mittelkräften bestehen die Beziehungen

$$T_x = T \cdot \sin \delta \tag{114}$$

und

$$R_x = R \sin \vartheta, \tag{115}$$

ferner

$$T_y = T \cos \delta = T_x \cdot \cot \delta \tag{116}$$

und

$$R_y = R \cos \vartheta = R_x \cot \vartheta. \tag{117}$$

Digitized by Google

Die Widerstände T und R bedingen, daß der Flugkörper die veränderliche Beschleunigung g' annimmt, deren wagrechte bzw. lotrecht nach unten gerichtete Komponenten allgemein bestimmt sind durch

$$g_x' = g \cdot \frac{T_x - R_x}{G}$$

und

$$g_y' = g \cdot \frac{G - (T_y + R_y)}{G}.$$

Für $R_x = T_x$ und $T_y + R_y = G$ wird $g_x' = 0$ und $g_y' = 0$.

Es tritt somit der Beharrungszustand ein. Der Gleitkörper bewegt sich von da ab mit gleichbleibender Geschwindigkeit v_m'. Zerlegen wir v' in die lotrechte Komponente v_y' und die wagrechte Komponente v_y', so folgt der unveränderliche Gleitwinkel ϱ des freien Gleitfalles im Beharrungszustande aus

$$\operatorname{tg} \varrho = \frac{v_y'}{v_x'} \tag{118}$$

Die Bedingungsgleichungen des freien Gleitfalles im Beharrungszustande sind demnach

$$T_x - R_x = 0 \tag{119}$$

und

$$G - (T_y + R_y) = 0. \tag{120}$$

Soll der Gleitwinkel des Gleitfalles im Beharrungszustande kleiner werden als beim freien Gleitfall, so muß zu den vorhandenen Kräften noch ein durch innere Kräfte erzeugter Luftwiderstand P treten mit einer Vortriebskomponente P_x und der Auftriebskomponente P_y. Die Kraft P muß durch eine besondere Vorrichtung (Luftschraube, Schaufelrad, Schlagflügel usw.) erzeugt werden, deren Betätigung den fortgesetzten Aufwand von Arbeit bedingt.

Die Komponenten der Beschleunigung der Bewegung nehmen jetzt die Form an

Digitized by Google

$$g_x' = g \cdot \frac{(T_x + P_x) - R_x}{G}$$

und

$$g_y' = g \cdot \frac{G - (T_y + R_y + P_y)}{G}.$$

Für $R_x = T_x + P_x$ und $T_y + R_y + P_y = G$ werden $g_x' = 0$ und $g_y' = 0$; es tritt also Beharrungszustand ein. Durch die Wirkung des Vortriebes P_x und des Auftriebes P_y wird das Gefälle der Gleitbahn verflacht. Lassen wir P_x und P_y unausgesetzt wachsen, so wird der Gleitwinkel fortwährend kleiner; die Gleitbahn nähert sich deshalb immer mehr der Wagrechten. Wird das Gefälle der Gleitbahn schließlich verschwindend klein, so geht der Gleitfall in den dauernden, fallfreien, wagrechten Flug über. Aus dem Gleitapparat wird ein eigentlicher Flugapparat. Die allgemeinen Bedingungsgleichungen für den Beharrungszustand eines Flugkörpers lauten sonach

$$(T_x + P_x) - R_x = 0 \tag{121}$$

und

$$G - (T_y + R_y + P_y) = 0. \tag{122}$$

Für $P_y = 0$ und $P_y = 0$ geben die Gl. (121) und (122) die Bedingungen des Beharrungszustandes eines lotrecht niedersinkenden Fallschirmes oder eines schräg fallenden Gleiters. Ist $P_y > 0$ und $P_x = 0$, so haben wir einen aerodynamischen Schweber, wird $P_y = 0$ und $P_x' > 0$ oder auch $P_x = 0$ und $P_y > 0$, so haben wir einen Gleiter mit verflachter Gleitbahn. Der Gleitflieger geht in den Drachenflieger über, wenn die Schwebebahn wagrecht wird, also das Gefälle ganz verschwindet.

Beim freien lotrechten Fall eines Fallschirmes, der im Beharrungszustande mit der Maximalgeschwindigkeit v_y sinkt, verschwindet aus der Masse des Flugkörpers pro Zeiteinheit die Energie der Lage

$$E_\pi = G \cdot v_y,$$

Digitized by Google

wenn G das Gewicht des Fallschirmes samt angehängter Last ist.

Beim freien Fall im luftfreien Raume wandelt sich die verschwindende Energie der Lage vollständig in Bewegungsenergie um. Da die Fallgeschwindigkeit beim Fall durch die Luft im Beharrungszustande unverändert bleibt, findet auch keine Änderung der Bewegungsenergie des Fallkörpers statt. Die beim Fall verschwindende Energie der Lage geht auf die in der Bewegungsbahn befindliche Luft über und wird in Bewegungsenergie umgewandelt, teils auch in Wärmeenergie und verschwindet somit aus der Masse des Flugkörpers. Die fallverzögernde Wirkung der Luft besteht also darin, daß diese die beim Fall entstehende Bewegungsenergie gleichsam aufsaugt und dadurch aus dem Fallkörper entfernt, so daß dessen Fallgeschwindigkeit über einen bestimmten Grenzwert, den wir im vorausgehenden schon als maximale Fallgeschwindigkeit bezeichnet haben, nicht steigen kann.

Ist v'_y die Sinkgeschwindigkeit eines Gleitfliegers und G dessen Gewicht, so nimmt im Beharrungszustande die Energie der Lage pro Zeiteinheit um $G \cdot v'_y$ ab. Da die Gleitgeschwindigkeit im Beharrungszustande ihren Wert nicht ändert, muß wie beim senkrechten Fall die gesamte verschwindende Energie der Lage auf die umgebende Luft übertragen werden. Ein Teil der Energie dient zur Bremsung des Falles, der andere zur Überwindung des Rumpfwiderstandes R_x, wozu pro Zeiteinheit die Arbeit $R_x \cdot v_x$ verbraucht wird. Diese Arbeit wird vom Vortrieb T_x der Tragfläche geleistet, aber auf Kosten der Energie der Lage der Masse des Gleitkörpers.

Rüsten wir den Gleitflieger mit einem Motor aus, der eine Vorrichtung zur Erzeugung aerodynamischer Auf- und Vortriebskräfte (Luftschraube, Schaufelrad usw.) betätigt,

Digitized by Google

so wird durch den hinzutretenden Antrieb des Triebwerkes, wie wir schon wissen, das Gefälle des Gleitfalles im Beharrungszustande verringert, die Gleitbahn wird verflacht. Das Triebwerk kann entweder bloß einen Vortrieb oder bloß einen Auftrieb liefern oder auch beide gleichzeitig. In jedem Falle wird das Gefälle der Gleitbahn verringert. Ist P_y der Auftrieb, P_x der Vortrieb des Triebwerkes und sind s_y bzw. s_x die zugehörigen Kraftwege, so erhalten wir den gesamten Energieverbrauch beim Gefälle H aus

$$E = G \cdot H + P_y \cdot s_y + P_x \cdot s_x. \qquad (123)$$

Wird $H = 0$, so haben wir einen Drachenschweber, der in den typischen Drachenflieger übergeht, wenn $P_y = 0$ wird.

Die zu den Säugern gehörenden Flugbeutler, dann die Flugbilche und die Flughörnchen besitzen zwischen den Vorder- und Hintergliedmaßen eine Hautverdoppelung, die bei Sprüngen von Ast zu Ast oder von Baum zu Baum als Fall- bzw. Gleitschirm wirkt. Diese Tiere haben also noch kein eigentliches Flugvermögen, sie können bloß längere Gleitflüge oder kürzere Fallschirmflüge ausführen, aber noch nicht dauernd in wagrechter Bahn fliegen. Durch die künstliche Verflachung der Gleitbahn mittels einer besonderen Vortriebsvorrichtung ist, wie wir gesehen haben, ein schrittweiser Übergang vom Gleitflug zum dauernden Flug in der Wagrechten möglich. Es schien deshalb naheliegend, auch bei dem Versuche der Lösung des Problems des menschlichen Fluges nach Art der Vögel, sich den Entwicklungsgang der organischen Flieger zum Muster zu nehmen. Erst der deutsche Flugforscher Otto Lilienthal hat diesen Gedanken erfaßt und zur Durchführung gebracht. Er führte vom Jahre 1890 ab in systematischer Weise Versuche mit Gleitfliegern aus. Diese bestanden zunächst aus einer einfachen fleder-

Digitized by Google

mausflügelartigen Tragfläche von 14 m² Inhalt. Lilienthal sprang anfangs aus ganz geringen Höhen mit seiner Gleitfläche ab, später wählte er einen 15 m hohen Hügel als Abgleitpunkt (Abb. 47). Mit zunehmender Übung und

Abb. 47. Gleitflugstudien von Otto Lilienthal. Abflug vom Hügel und Landung.

Vervollkommnung der Apparate gelang es Lilienthal, das Gefälle der Gleitbahn immer flacher zu machen, diese also immer mehr in die Länge zu strecken und auch schon in kräf-

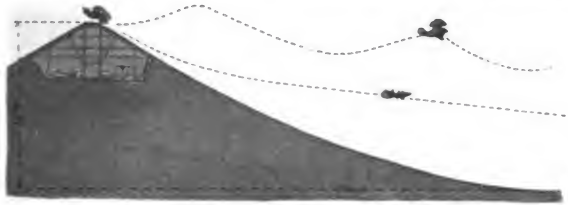


Abb. 48. Gleitflugstudien von Otto Lilienthal. Abflug gegen den Wind. Wellige Gleitbahn durch periodisches Anschwellen und Abflauen des Windes.

tigen Winden sein Gleitsegel ohne Gefahr zu beherrschen. Behufs Vermehrung der Tragfähigkeit und der Erhöhung der Tragkraft fügte Lilienthal später eine zweite Gleitfläche hinzu, die um $^3/_4$ der Flügelbreite lotrecht über der unteren angebracht war (Abb. 49). Jede Tragfläche klafterte $5^1/_2$ m und hatte einen Inhalt von 9 m². Schon bei 6—7 m/sec Windgeschwindigkeit trug ihn das Gleitsegel fast wagrecht von der Spitze des Hügels ohne Anlauf gegen den Wind. Bei größerer Windstärke ließ sich Lilienthal von der Spitze einfach abheben und glitt langsam dem Wind entgegen. Er erreichte dabei oft in der Luft Stellungen, welche wesent-

lich höher lagen, als sein Absprungsort. Am Gipfelpunkte einer solchen wellenförmigen Gleitlinie kam der Apparat zuweilen längere Zeit zum Stillstand. Von den Kuppen der Rhinower Berge, welche bis zu 80 m ansteigen, führte Lilienthal Gleitflüge bis zu 360 m Länge aus.

Angeregt durch Lilienthal, begannen die Brüder Wright im Jahre 1900 mit der Ausführung von Gleitversuchen, die sie in den folgenden Jahren mit schrittweise verbesserten

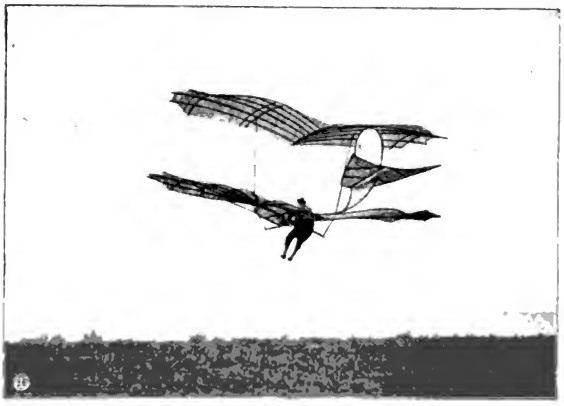


Abb. 49. Doppeldeckgleitflieger von Otto Lilienthal.

Apparaten fortsetzten, bis sie schließlich eine große Gewandtheit erlangten und selbst in starken Winden ihren Gleiter beherrschen lernten. Der Inhalt der beiden lotrecht übereinander gestellten Tragflächen wurde bis auf $28^1/_2$ m² erhöht. Die Klafterweite war $10^1/_2$ m, die Breite $1^1/_2$ m (Abb. 50). Durch Hinzufügung eines Triebwerkes (zwei Luftschrauben) gelang es den Brüdern Wright schließlich in der Tat, den Gleitflieger in einen Drachenflieger umzuwandeln, der einen fallfreien, wagrechten Flug ermöglicht.

Digitized by Google

Am 17. Dezember 1903 wurde der erste Flug von 260 m Länge und 59 sec Dauer in einem Winde von 9 m zustande gebracht. Damit war der Beweis erbracht, daß es möglich sei, einen mit einem Menschen bemannten Apparat durch rein mechanische Mittel, also ohne Zuhilfenahme eines Ballons, zum freien Fluge zu bringen.

Der Drachenflieger. Das wesentliche Kennzeichen jedes Drachenfliegers liegt darin, daß das Triebwerk bloß einen Vortrieb liefert. Die Tragfläche ist so gelagert, daß deren Vorderrand höher liegt als der Hinterrand. Die Mittelkraft des Luftwiderstandes T fällt deshalb nicht mehr vor das Lot durch den Angriffspunkt sondern hinter dieses. Die wagrechte Teilkraft T_x wirkt demnach auch nicht mehr als Vortrieb, sondern als Rücktrieb. Die Bedingungsgleichungen des Drachenfliegers im Beharrungszustande sind also

Abb. 50. Gleitflieger von W. und O. Wright.

$$G - (T_y + R_y) = 0 \tag{124}$$

und

$$(T_x + R_x) - P_x = 0. \tag{125}$$

Dazu kommt noch die Energiegleichung zufolge (123)

$$P_x \cdot s_x - E = 0. \tag{126}$$

Wir wollen jetzt die Komponenten der Auf- und Vortriebskräfte durch die schon bekannten Ausdrücke darstellen.

Digitized by Google

Bezeichnen wir mit F_t den Inhalt der Tragfläche und mit F_r den größten Querschnitt des Rumpfes, so können wir zufolge (58) T und R in der Form schreiben

$$T = k \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot F_t \cdot V_x^2 \tag{127}$$

und

$$R = h \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot F_r \cdot V_x^2, \tag{128}$$

wo k und h Erfahrungsbeizahlen sind und V_x die wagrechte Fortschreitungsgeschwindigkeit des Drachenfliegers ist.

Nennen wir δ und ϑ die Winkel, welche T bzw. R mit den durch die zugehörigen Angriffspunkte gezogenen Lotlinien einschließen, so können wir weiter schreiben

$$T_x = T \cdot \sin \delta, \; T_y = T \cdot \cos \delta \tag{129}$$

und

$$R_x = R \cdot \sin \vartheta, \; R_y = R \cdot \cos \vartheta. \tag{130}$$

Damit wird die Schwebebedingung zufolge (124) und (127), (128).

$$G - \frac{\gamma}{g} (k \cdot F_t \cdot \cos \delta + h \cdot F_r \cdot \cos \vartheta) \cdot V_x^2 = 0. \tag{131}$$

Wir rechnen daraus V_x. Es ist dies jener Wert der Fortschreitungsgeschwindigkeit, für welchen der aerodynamische Auftrieb dem Gewichtsdrucke das Gleichgewicht hält, der Drachenflieger also nicht sinken kann. Diesen Wert V_x nennen wir die Schwebegeschwindigkeit. Setzen wir den aus (131) folgenden Wert von V_x in (129) ein, so folgt mit Rücksicht auf (127) und (128)

$$T_x + R_x = \frac{k \cdot F_t \cdot \sin \delta + k \frac{F_r}{F_t} \sin \vartheta}{k \cdot F_t \cdot \cos \delta + k \frac{F_r}{F_t} \cos \vartheta} \cdot G = a_k \cdot G \tag{132}$$

Die Größe a_k hängt bloß vom Bau des Apparates ab und stellt also eine Apparatkonstante dar.

Wir nehmen an, der Drachenflieger werde durch ein wagrecht gespanntes, unausdehnbares Seil vorwärts gezogen. Das Seil sei auf eine Trommel aufgewunden, deren Ge-

Digitized by Google

rüste in der starren Erdkruste verankert ist. Das Seil werde mit der Geschwindigkeit V_x, gleich der Schwebegeschwindigkeit, des Drachenfliegers eingeholt. Es ist der Luftwiderstand gegen die Tragfläche und den Apparatrumpf im Betrage $T_x + R_x$ zu überwinden. Wenn wir von der Reibung absehen, erfordert deshalb die Drehung der Winde die Leistung der Arbeit

$$E_w = (T_x + R_x) \cdot V_x. \tag{133}$$

Bildet die atmosphärische Luft den Stützkörper, so muß durch ein Triebwerk (Luftschraube, Schaufelrad usw.) ein Vortrieb P_x erzeugt werden, der dem Rücktrieb $(T_x + R_x)$ gleich ist. Da durch das Triebwerk Luftmassen in Bewegung gesetzt werden, erfordert die Erzeugung des Vortriebes die dauernde Leistung einer Arbeit E_π. Wegen der Nachgiebigkeit der Stützmasse (Luft) sind E_π und E_w nicht gleich, sondern es ist stets $E_\pi > E_w$.

Wir setzen

$$\frac{E_\pi}{E_w} = \eta \tag{134}$$

und bezeichnen η als Wirkungsgrad des Triebwerkes. Infolge der unvermeidlichen Reibungsverluste in den Zahnrädern, Ketten usw., welche die Übertragung der Motorkraft auf die Welle des Triebwerkes besorgen, wird die erforderliche Motorarbeit A_m stets größer sein als die vom Triebwerk empfangene E_π. Wir schreiben

$$\frac{E_\pi}{A_m} = \omega \tag{135}$$

und bezeichnen ω als Wirkungsgrad der Kraftübertragungsvorrichtung. Zufolge (135), (134) und (133) wird

$$A_m = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot (T_x + R_x) \cdot V_x \tag{136}$$

und mit Rücksicht auf (132)

$$A_m = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot a_k \cdot G \cdot V_x. \tag{137}$$

Digitized by Google

Wir setzen

$$\frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot a_k = \alpha_k. \tag{138}$$

Damit wird schließlich

$$A_m = a_k \cdot G \cdot V_x. \tag{139}$$

Die Gl. (140) zeigt in ihrem Bau eine bemerkenswerte Analogie mit den für die Fortbewegung über den festen Boden mittels Wagen und Schlitten gültigen. Ist G' das Gewicht eines automobilen Wagens oder Schlittens, V_x' die Fortschreitungsgeschwindigkeit, ω' und η' die Wirkungsgrade der Antriebsvorrichtung bzw. der Kraftübertragung und bezeichnen wir mit a_k' die Reibungszahl des Schlittens bzw. des Wagens, so können wir die erforderliche Motorleistung in Analogie zu (137) in der Form schreiben

$$A_m' = \frac{1}{\omega'} \cdot \frac{1}{\eta'} \cdot a_k' \cdot G' \cdot V_x' \text{ (mkg/sec)}.$$

Sehen wir vom Rumpfwiderstand des Drachenfliegers ab, setzen also $R_x = 0$, so wird zufolge (132)

$$a_k = \operatorname{tg} \delta. \tag{140}$$

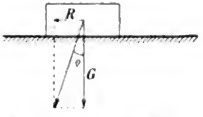


Abb. 51. Fortbewegung über den festen Boden, verglichen mit dem Schwebeflug des Drachenfliegers.

Die Mittelkraft W aus der Reibung R und dem Normaldruck (Gewicht des Fahrzeuges) G schließt mit der Lotlinie durch den Angriffspunkt einen Winkel ς ein, den wir Reibungswinkel nennen (Abb. 51). Es ist also

$$\operatorname{tg} \varsigma = \frac{R}{G} = a_k'. \tag{141}$$

Wir können beim Drachenflieger im Schwebezustande analog schreiben

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{T_x}{T_y} = a_k \tag{142}$$

wenn wir mit T_x den Rücktrieb, mit T_y die lotrechte Komponente der Mittelkraft des Luftwiderstandes gegen die Tragfläche bezeichnen und den Luftwiderstand R_x gegen

Digitized by Google

den Rumpf zunächst außer acht lassen. Der Einfluß von R_x wird sich in einer Vergrößerung von δ geltend machen. Zufolge (141), (142) können wir a_k der Reibungszahl und δ dem Reibungswinkel ϱ vergleichen.

Bei der Fortbewegung des Wagens und Schlittens ist der Wert von a_k' bzw. ϱ schon durch die Natur der Unterlage (Straße, Schienenbahn, Eis-, Schneefläche) bestimmt und kann trotz aller mechanischen Verbesserungen der Fahrzeuge nicht mehr verringert werden. Anders beim Luftschlitten (Drachenflieger). Hier ist a_k bzw. δ außer von der physikalischen Natur der Unterlage (örtlich verdichtete atmosphärische Luft) auch noch wesentlich abhängig von dem besonderen Bau der Tragfläche. Mit zunehmender Verbesserung des Tragflächenbaues kann deshalb der Wert von a_x bzw. δ herabgemindert werden bis zu einer unteren Grenze, welche wesentlich durch die Reibungszahl (innere Reibung) der atmosphärischen Luft bedingt sein wird.

Für gute Straßen und Schlitten mit beschlagenen Holzkufen ist a_k' rund 0,1—0,2. Für Bewegungen über losen Sand und Schlitten mit unbeschlagenen Holzkufen auf unbeschmierter Holzbahn steigt a_k' auf 0,3—0,4. Für Eisenbahnfahrzeuge im geraden, wagerechten Gleise wird a_k' durchschnittlich 0,004—0,005.

Genauere Zahlenwerte für a_k bzw. δ sind für wirklich ausgeführte Drachenflieger nicht bekannt. Wir müssen uns deshalb mit der Angabe von Werten für α_k begnügen, in dem zufolge (138) auch der Wirkungsgrad der Triebvorrichtung und der Kraftübertragung enthalten ist. Bei einer gut erprobten Type von Drachenfliegern, dem Wrightflieger, gelten folgende Werte: $G = 425$ kg, $V = 14{,}5$ m/sec, $A_m = 25$ Pferdestärken $= 25 \cdot 75$ mkg/sec. Damit wird zufolge (139) $\alpha_k = 0{,}3$ und aus (140) $\alpha_k = \operatorname{tg} \delta = 0{,}3$ folgt, $\delta = 16^0\,50'$ oder rund 17^0.

Digitized by Google

Wir können die Bedeutung des Winkels δ und seine Beziehung zum Reibungswinkel auch noch von einem anderen Gesichtspunkte aus erfassen. Es werde die Antriebsvorrichtung abgestellt. Damit wird der Drachenflieger zu einem Gleitflieger. Wir nehmen an, die Bewegungsgeschwindigkeit in der Gleitbahn bleibe gleich der Schwebegeschwindigkeit, und auch der Stellwinkel der Tragfläche werde nicht geändert. Die Gleitbahn kann in diesem Falle wie eine starrfeste Unterlage betrachtet werden, d. h. der Flugkörper sinkt in diese nicht ein. Wir können deshalb auch die wirkenden Kräfte (Schwerkraft und Luftwiderstand) in der bei der festen schiefen Ebene üblichen Weise zerlegen (Abb. 52). Die gesamte Widerstandsarbeit der Tragfläche und des Rumpfes wird von der Teilkraft des Gewichtes des Flugkörpers in Richtung der schiefen Ebene (Gleitbahn) geleistet. Ist H die lotrechte Fallhöhe des Flugkörpers, so gilt zufolge (139)

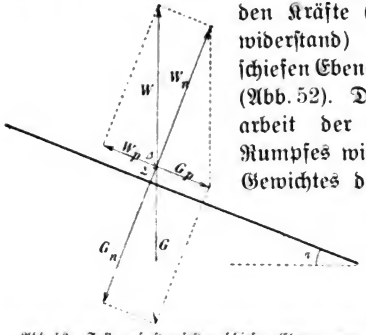


Abb. 52. Fall auf starrfester schiefer Ebene, verglichen mit Fall-(Steig-)flug des Drachenfliegers.

$$A_m = \alpha_k \cdot G \cdot V_x = H \cdot G \qquad (143)$$

und daraus

$$\frac{H}{V_x} = \alpha_k = \operatorname{tg} \varphi. \qquad (144)$$

Der Wert der Beizahl α_k ist also auch gleich dem Gefälle der Gleitbahn unter den angegebenen Bedingungen (Abb. 53). Der Wrightflieger würde also unter den gemachten Voraussetzungen als Gleiter mit einem Gefälle von $^1/_3$ oder unter einem Winkel von rund 17° niedergleiten. Je kleiner der Gleitwinkel im Beharrungszustande ist, um so geringer wird

Digitized by Google

zufolge der vorausgehenden Darlegungen, unter sonst gleichen Umständen, die erforderliche Motorarbeit zur Einleitung und Erhaltung eines gleichförmigen, geradlinigen Fluges.

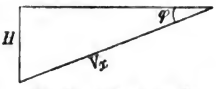


Abb. 53. Fallflug im Beharrungszustande, verglichen mit dem Fall auf der starrfesten schiefen Ebene.

Der Schwingenflieger. Die Beobachtung des Vogelfluges lehrt, daß die meisten der größeren Vögel während des Fluges gelegentlich oder vor der Landung fast regelmäßig die Flügelschläge einstellen und längere oder kürzere Strecken mit ausgebreiteten Flügeln dahingleiten. Das Gefälle der Gleitbahn sinkt dabei bei guten Fliegern auf außerordentlich geringe Werte herab; es ist für die Saatkrähe etwa $^1/_{10}$, bei der Möve $^1/_{20}$, entsprechend den Gleitwinkeln 6° und 3°. Bei den besten Meeresfliegern, dem Sturmvogel und dem Albatros, nimmt das Gefälle der Gleitbahn und damit auch die erforderliche Flugarbeit jedenfalls noch viel geringere Werte an.

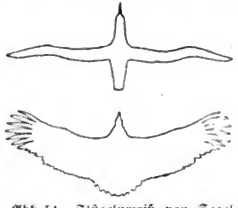


Abb. 54. Flügelumriß von Segelvögeln. a Albatros (Meeressegler), b Adler (Landsegler); Maßstab verschieden.

Wir wissen, daß der Wert des Luftwiderstandes gegen vogelflügelförmige Flächen wesentlich abhängig ist von deren Streckung (vgl. S. 69). Bei den Vögeln schwankt das Streckungsverhältnis zwischen weiten Grenzen. Es ist

Abb. 55. Flügel eines Albatros.

bei der Lerche und Eule 4 : 1, beim Albatros 15 : 1 (Abb. 54/55). Infolge dieser großen Streckung muß gemäß Gl. (61) die

Digitized by Google

Luftwiderstandsbeizahl λ bei sehr kleinen Gleitwinkeln beim Albatros um 40 % größer sein, als etwa bei der kurzflügeligen Eule, das Gefälle der Gleitbahn wird also entsprechend geringer. Der Albatros hat durchschnittlich ein Gewicht von 9 kg und eine Flügelfläche von 1 m². Bei einer Fluggeschwindigkeit von 20 m/sec soll der Luftwiderstand gegen den Rumpf und die ausgespannten Flügel nicht größer als 150 gr sein. Ist die Schwebegeschwindigkeit 20 m/sec, so würde das Gefälle der Gleitbahn bloß 0,017 oder etwa 1° betragen müssen, wenn die Gleitgeschwindigkeit denselben Wert beibehalten soll, die gesamte Widerstandsarbeit also durch die verschwindende Energie der Lage geleistet wird. Wir wollen den Widerstand der mit 20 m Geschwindigkeit gleitenden Flügel von 1 m² Inhalt des Albatros vergleichen mit dem Widerstande eines gleich großen Quadrates, das mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit von 1 m/sec lotrecht durch unbewegte Luft fällt. Zufolge des Gleitwinkels $\alpha = 1°$ sinkt der Widerstand auf $\sin \alpha = \sin 1° = 0{,}017$ oder rund $^2/_{100}$; zufolge der Streckung des Flügels wird der Widerstand 4mal so groß, wegen der wagrechten Komponente der Gleitgeschwindigkeit, die $20 \cdot \cos a = 20 \cdot \cos 1° = 20 \cdot 1{,}000 = 20$ m also sich unmerklich von der resultierenden Gleitgeschwindigkeit unterscheidet, wird der Luftwiderstand $20^2 = 400$mal so groß; es ist also der Luftwiderstand der gleitenden Albatrosflügel $^2/_{100} \cdot 4 \cdot 400 = 32$ mal so groß wie jener einer lotrecht mit 1 m/sec gleichförmig sinkenden, quadratischen Platte von gleichem Inhalt. Anders ausgedrückt können wir auch sagen: Die Flügel des mit einer Geschwindigkeit von 20 m/sec gleitenden Albatros sind in bezug auf den erzeugten Luftwiderstand und folglich auch bezüglich der fallverzögernden Stützkraft (dynamischer Auftrieb) gleichwertig mit einer quadratischen lotrecht mit einer Geschwindigkeit von 1 m/sec sinkenden

Digitized by Google

Fläche von 32 m² Inhalt. Diese Zahlen lassen den Wert des Gleitens recht anschaulich erkennen. Wir entnehmen, daß das Gleiten wie eine scheinbare Vergrößerung der Flügelfläche wirkt. Im Hinblick auf den Arbeitsverbrauch ist demnach die Flugvorrichtung der Vögel außerordentlich viel zweckmäßiger gebaut als die gegenwärtig einzige flugfähige Type von mechanischen Fliegern, der Drachenflieger. Die bisherigen Leistungen mit Drachenfliegern konnten bloß durch eine in der Maschinen- und Transporttechnik beispiellose Arbeitsvergeudung erzwungen werden.

Wir wollen nun die Gründe dieser Überlegenheit des Vogelfliegers gegenüber dem Drachenflieger kennen lernen. Beim Vogelflieger wird der Auftrieb und der Vortrieb durch dasselbe Organ erzeugt, die auf- und niederschwingenden Flügel. Diese erfüllen also gleichzeitig die Aufgabe der Tragfläche des Drachenfliegers und der Vortriebsschraube. Welche Vorteile werden dadurch bedingt? Es entfällt der Rücktrieb der Tragfläche, welchem beim Drachenflieger durch einen gleich großen Vortrieb der Schraube das Gleichgewicht gehalten werden muß. Da durch eine Motorleistung von 1 Pferdekraft bloß ein Schraubenzug von etwa 3—4 kg erzielt wird, ist der durch den Rücktrieb der Tragfläche bedingte Arbeitsverlust sehr erheblich. Beim Drachenflieger ist die Tragfläche unbeweglich, ihr Vorderrand liegt höher als der Hinterrand. Wir denken uns nun, die Tragfläche sei befähigt, eine lotrecht auf- und niederschwingende Bewegung und gleichzeitig eine Drehung um die Längsachse (senkrecht zur Flugrichtung) auszuführen. Bei der Senkung, dem Schlag, liege der Vorderrand der Tragfläche tiefer als der Hinterrand, beim Hub sei der Vorderrand höher als der Hinterrand (vgl. Abb. 56 I, II). Beim Hub trifft infolge der Zusammensetzung der Fortschreitungsgeschwindigkeit mit der Hubbewegung die Luft

Digitized by Google

scheinbar schräg von oben und vorn die Unterseite der Tragfläche, beim Schlag wird die Luft scheinbar schräg von unten und vorn die Tragfläche treffen. Beim Hub wird die Zerlegung der Mittelkraft des Luftwiderstandes in eine lotrechte und eine wagerechte Teilkraft einen Rücktrieb R, beim Schlag einen Vortrieb T ergeben. Der Rücktrieb beim Hub wirkt flugverzögernd, der Vortrieb beim Schlag flugbeschleunigend. Ist der Vortrieb während des Schlages so groß, daß die durch ihn bewirkte Geschwindigkeitszunahme der Rumpfmasse des Fliegers gleich ist der Verzögerung infolge des Rücktriebes während des Hubes, so wird die mittlere Fluggeschwindigkeit ihren Wert nicht ändern. In diesem Falle ist also ein dauerndes Fliegen in gleich bleibender Höhe möglich. Eine besondere Vortriebsvorrichtung (Schraube) wie beim Drachenflieger ist nicht mehr erforderlich. Eine derartige Anordnung, bei der die Tragfläche zugleich den Auftrieb und den Vortrieb erzeugt, nennen wir einen Schwingenflieger; er stellt eine Kopie der natürlichen Flieger (Vögel, Fledermäuse, Insekten) dar.

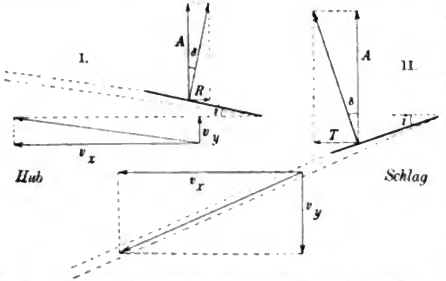


Abb. 56. Luftwiderstand von ebenen wagrecht bewegten Platten bei der Ausführung von lotrechten Schlag- und Hubbewegungen.

Der bogenförmige Auf- und Niederschlag der Flügel ist bloß durch den physiologischen Bau der Flugtiere bedingt, deren Schwingen umgewandelte Gliedmassen darstellen, hat aber mit dem Prinzip des Schwingenfliegers

Digitized by Google

nichts zu tun. Wesentlich ist lediglich die Schlag- und Hubbewegung der Flügel mit gesenkter bzw. gehobener Vorderkante.

Bei den bisher betrachteten Typen von dynamischen Flugmaschinen, den Drachenfliegern und den Schwingenfliegern, werden Auf- und Vortrieb gleichzeitig erzeugt. Die Erreichung und Erhaltung des Schwebezustandes ist beim Drachenflieger stets notwendig an die Vorwärtsbewegung mit der Schwebegeschwindigkeit geknüpft. Beim Schwingenflieger könnte bei entsprechend kräftigem Flügelschlag wohl auch ein Schwebeflug ohne Vorwärtsbewegung erzielt werden, er würde aber den Aufwand einer außerordentlich großen Schwebearbeit bedingen.

Wenn auch trotz der zahlreichen, seit den ältesten Zeiten unternommenen Versuche ein flugfähiger Schwingenflieger bisher nicht gebaut wurde, spricht doch kein Grund gegen dessen Möglichkeit, falls man alle Versuche der unmittelbaren Nachahmung des Vogelfluges und alle jene Konstruktionen ausschaltet, welche eine Ausübung des Schwingenfluges durch bloße Menschenkraft anstreben.

Aus den dargelegten Gründen müßte ein zweckmäßig gebauter Schwingenflieger die ökonomischeste Flugmaschinentype darstellen und wird deshalb auch höchstwahrscheinlich die Flugmaschine der Zukunft werden. Allerdings darf man sich diese nicht als unmittelbare Kopie der Vogelflieger mit bogenförmig auf- und niederschwingenden Flügeln vorstellen; sie wird äußerlich dem Vogel wohl so wenig gleichen wie etwa die Lokomotive oder der Automobilwagen den flinken Vierfüßlern.

Der Schraubenflieger. Erheblich geringer als beim Schwingenflieger wird die erforderliche Schwebearbeit, wenn wir der Flügelfläche statt der schlagenden Bewegung eine rasche Drehbewegung in einer wagrechten Ebene erteilen.

Wir denken uns zwei Paare rechteckförmiger Flächen A, A', B, B' diametral einander gegenüberliegend und durch Stiele, s an der Nabe n befestigt (Abb. 57A). Die Nabe kann um die lotrecht stehende Achse x in rasche Drehung versetzt werden. Fallen die Ebenen der beiden Platten mit der Drehebene zusammen, so besteht die Einwirkung der Luft lediglich in der Entstehung eines Reibungswiderstandes, der als Hemmung wirkt. Wir drehen nun die Platten in der Weise, daß deren Vorderrand höher liegt als der Hinterrand. Eine derartige Vorrichtung bezeichnen wir als Trag- oder Hubschraube und einen Flugkörper, der mit einer oder mehreren Hubschrauben ausgerüstet ist, nennen wir einen Schraubenflieger.

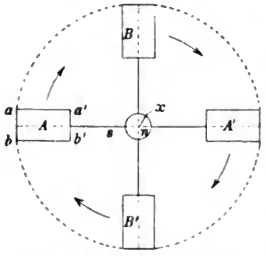


Abb. 57A. Schema einer vierflügeligen Hubschraube.

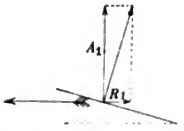


Abb. 57B. Luftwiderstand gegen das Blatt einer Hubschraube.

Die Wirkung des Luftwiderstandes gegen jedes einzelne Schraubenblatt können wir uns in einer Mittelkraft M_1 vereinigt denken (Abb. 57B). Wir zerlegen diese wieder in eine lotrechte Teilkraft A_1 und eine wagrechte R_1. Die Summe der Auftriebskomponenten gibt den gesamten dynamischen Auftrieb A, die Summe der Rücktriebskomponenten die gesamte Hemmung R, also

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4$$

und

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + R_4.$$

Bezeichnet G das Gewicht der Hubschraube samt dem mit ihr verbundenen Flugkörper, so gilt als Schwebebedingung

$$A = G.$$

Digitized by Google

Nennen wir l den Abstand des Druckmittelpunktes der Schraubenblätter von der Drehachse und n die Umdrehungszahl in der Zeiteinheit (1 sec), so legt der Druckmittelpunkt in der Sekunde den Weg $S = n \cdot 2\,l\pi$ zurück. Die Überwindung der Hemmung R erfordert demnach den Arbeitsaufwand A_s und es ist

$$A_s = R \cdot S = R \cdot n \cdot 2\,l\pi.$$

Wir könnten nun in genau derselben Weise wie bei der Betrachtung der Triebschrauben A und R durch die Fläche der Schraubenblätter und deren Neigung ersetzen. Da ein flugfähiger Schraubenflieger bisher noch nicht gebaut wurde, scheint es nicht notwendig, diese Rechnungen weiter auszuführen, zumal ja zum prinzipiellen Verständnis des Baues und der Wirkungsweise der Schraubenflieger die vorausgehenden Überlegungen ausreichen.

Als Vorteil des Schraubenfliegers gegenüber dem Drachenflieger erscheint die Möglichkeit, von jedem Orte ohne Anlauf also lotrecht aufzusteigen wie ein Ballon und überall landen zu können, als Nachteil die geringere Betriebssicherheit. Ein Drachenflieger wird beim Versagen des Motors oder einer Störung an der Treibvorrichtung zum Gleitflieger, der noch immer ein gefahrloses Abgleiten ermöglicht. Beim Schraubenflieger kann ein Versagen des Motors oder ein Schraubenbruch schon gefährliche Abstürze zur Folge haben, wenn er nicht mit besonderen Fall- oder Gleitschirmen ausgerüstet wird, die ein gefahrloses Abgleiten ermöglichen.

Die Drachenflieger stellen gegenwärtig noch die einzige flugfähige Type der dynamischen Flugzeuge dar. Wir wollen deshalb jetzt die allgemeine Konstruktion und die Leistungen der einzelnen Systeme genauer kennen lernen.

Die modernen Drachenfliegertypen.

Allgemeiner Aufbau. Jeder Drachenflieger besteht (wie der Lenkballon aus Tragkörper und Gondel) aus zwei mehr oder weniger voneinander abgegrenzten Teilen: der Tragfläche und dem Rumpf. Die Tragfläche ist entweder einheitlich oder in zwei oder mehrere Teile aufgelöst. Diese liegen in derselben Ebene hintereinander, oder sie sind in verschiedenen Ebenen angeordnet u. zw. senkrecht übereinander oder auch staffelförmig. Drachenflieger mit einer einzigen einheitlichen Tragfläche heißen Einflächer (Abb. 58 a);

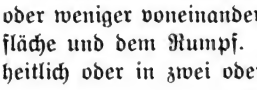


Abb. 58. Bauart der Drachenflieger. a Einflächer, b Zweiflächer.

liegen die Teilflächen lotrecht übereinander, so haben wir einen Zweiflächer (Abb. 58 b). Die Umrißform der Tragflächen (Abb. 59) ist mehr oder weniger rechteckförmig. Die Schmalseite liegt in der Flugrichtung, die Langseite senkrecht dazu. An den äußeren Enden sind die Tragflächen gerade abgeschnitten, abgerundet oder halbmondförmig nach rückwärts gebogen. Zur Kennzeichnung der Form, der Tragfläche dienen Schnitte $a\,a_1$, $b\,b_1$ parallel und $c\,c_1$, $d\,d_1$ senkrecht zur Flugrichtung (Abb. 60 A). Die Längsschnitte (Abb. 60 C) sind gerade Linien $a\,a_1$ oder keilförmig

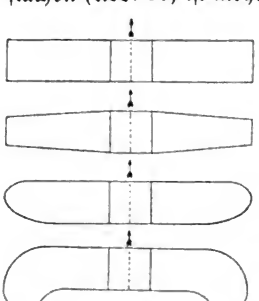


Abb. 59. Tragflächenumrisse.

$b\,b_1$; die Querschnitte (Abb. 60 B) sind einfach gewölbt $b\,b_1$, $c\,c_1$, sie haben eine doppelte Wölbung $d\,d_1$ oder sie sind (bei neueren Typen) nahezu eben $a\,a_1$. Alle Tragflächen besitzen ein Versteifungsgerüst (Abb. 61). Dieses

Digitized by Google

ist aus Holz oder Metall hergestellt und besteht zumeist aus zwei oder mehreren Längsträgern, Holmen $H H_1$, $H H_1'$, über welche mehr oder weniger zahlreiche Rippen r, r gelegt sind. An der Stirn- und Rückseite werden die Rippen durch dünnere Stangen, die Leisten $L L_1$, $L' L_1'$, verbunden. Zur weiteren Versteifung der Tragfläche dienen bei Einflächern senkrechte Stangen oder Rohre, die Spieren Sp (Abb. 62A, B), und schräg stehende Versteifungsstangen, die Streben St; bei Zweiflächern senkrechte Stangen zwischen den Tragflächen, die Stiele S. Zwischen den Spieren und den Holmen sind noch zur Erhöhung der Steifigkeit Spanndrähte s, s gespannt, ebenso diagonal zwischen den Enden der Stiele. Die Spanndrähte können auch durch Drahtseile oder Stahlbänder ersetzt sein. Zur Bespannung des Tragflächengerippes dienen zumeist leichte und feste Stoffe aus Baumwolle, die durch Auftragen einer Gummilösung oder von Firnis gedichtet

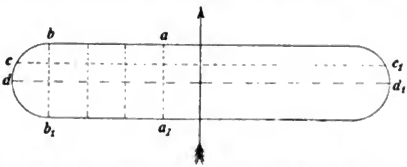


Abb. 60 A. Formbestimmung der Tragfläche durch Längs- und Querschnitte.

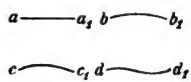


Abb. 60 B. Querschnitte der Tragflächen.

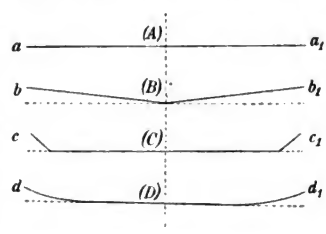


Abb. 60 C. Längsschnitte der Tragflächen.

Abb. 61. Versteifungsgerüste der Tragfläche.

Digitized by Google

werden. Der Bespannungsstoff wird einseitig oder beiderseitig über das Gerippe gelegt und festgenäht oder durch kleine Nägel befestigt, wodurch ein auf der Unter- und Oberseite vollkommen glatter Flächenkörper, das Tragedeck, entsteht (Abb. 63).

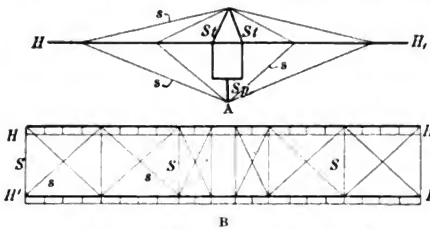


Abb. 62. Versteifungsgerüst der Tragflächen. A Einfläcker (Eindecker), B Zweiflächer (Zweidecker).

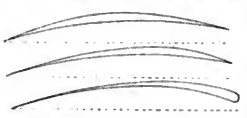


Abb. 63. Umrisse der Tragflächenkörper (Tragdecks) von Drachenfliegern.

Einzelne Drachenfliegertypen (namentlich die Einflächer) besitzen einen bootförmigen Rumpf (Abb. 64a), in dem der Motor und die Sitze für den Steuermann und die Luftreisenden angebracht sind; bei den Zweiflächern sind Motor und Flieger zumeist unmittelbar über der unteren Tragfläche angebracht und es fehlt ein besonderes geschlossenes Rumpfgerüste (Abb. 64 b).

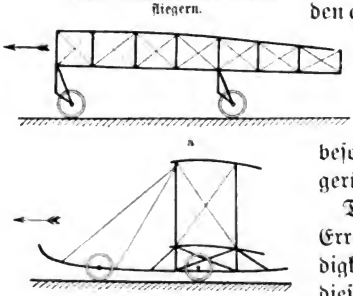


Abb. 64. Rumpfgerüste von Drachenfliegern. a Rumpf eines Eindeckers, b eines Zweideckers.

Da der Drachenflieger erst nach Erreichung der Schwebegeschwindigkeit flugfähig wird, muß ihm diese vor dem Aufflug durch Anlauf erteilt werden. Der ganze Apparat wird deshalb auf ein federndes Rädergestell gesetzt (Abb. 64a). Bei einzelnen Typen ist das Untergestell schlittenartig ausgebildet, wobei die Kufen kleine Räder

Digitized by Google

tragen (Abb. 64 b). Bei der Landung werden die Radachsen durch die Stoßwirkung nach oben gedrückt, dadurch kommen die Kufen mit der Unterlage in Berührung, schleifen auf dieser und bedingen eine rasche Bremsung der Geschwindigkeit.

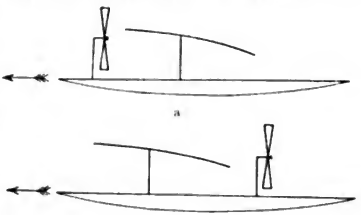


Abb. 65. Anordnung der Schrauben. a Zugschraube, b Druckschraube.

Antrieb. Zur Erzeugung des Vortriebes dienen bei den bisher erprobten Drachenfliegern ausschließlich Luftschrauben. Diese können an der Vorderseite der Tragfläche angeordnet sein und heißen dann Zugschrauben (Abb. 65 a) oder als Druckschrauben an der Rückseite (Abb. 65 b). Bei den Einflächern kommt zumeist eine einzige Zugschraube in Anwendung (Abb. 66 a). Viele Zweiflächer haben eine einzige Druckschraube in der Höhe der unteren Tragfläche (Abb. 67), andere Typen besitzen zwei nebeneinander liegende Druckschrauben nahe in der Mitte zwischen den beiden Tragflächen (Abb. 68). Die Schrauben haben gewöhnlich zwei Blätter und sind als Ganzes aus aneinandergeleimten Holzklötzen herausgearbeitet. Bei den Einschraubern ist die Schraubennabe gewöhnlich unmittelbar

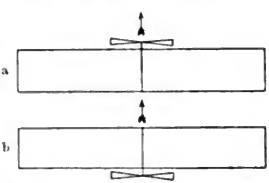


Abb. 66. Anordnung der Schrauben bei Eindeckern. a Zugschraube, b Druckschraube.

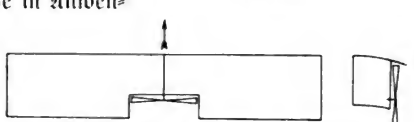


Abb. 67. Anordnung der Schrauben bei Zweideckern. Einschrauber.

Digitized by Google

auf die verlängerte Motorachse aufgesetzt. Die Schrauben drehen sich deshalb mit der Umlaufszahl der Motore, machen also 1000—1500 Umdrehungen in der Minute. Die besten gegenwärtig bekannten Schrauben geben bei einem Durchmesser von rund 2 m für 1 Pferdestärke der Motorleistung bei 1200 Umläufen in der Minute einen Vortrieb von 4—5 kg und ermöglichen eine Eigengeschwindigkeit von 80 km in der Stunde und darüber.

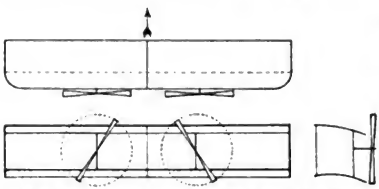


Abb. 68. Anordnung der Schrauben bei Zweideckern. Zweischrauber.

Stabilisierung. Soll ein Drachenflieger dauernd flugfähig werden, so muß der Vortrieb des Propellers mindestens so groß sein, daß dem Apparat die Schwebegeschwindigkeit erteilt wird.

Ist der Vortrieb zu gering, so kann der Drachenflieger bloß längere oder kürzere Luftsprünge ausführen, er ist aber nicht dauernd schwebefähig. Die zweite ebenso wichtige Forderung für die Erzielung der dauernden Flugfähigkeit eines Drachenfliegers ist, daß dieser stabil sei, d. h. er darf nach dem Verlassen des Bodens weder in der Längs- noch in der Querrichtung kippen oder auch nur stark pendelnde Bewegungen bei Gleichgewichtsstörungen infolge der Einwirkung äußerer Kräfte (Windwellen) ausführen. Die Schwingungen der Längsachse nach der Stirn- oder der Rückenseite des Fliegers nennen wir das Stampfen des Flugzeugs, die Schwingungen der Querachse, also nach links oder rechts, heißen wir das Rollen, und Schwingungen um eine lotrechte Achse, wobei also die Längsachse einmal nach links dann wieder nach rechts vom geradlinigen Kurse abweicht, bezeichnen wir als Gieren. Bei einem gut stabilisierten

Digitized by Google

Drachenflieger soll auch in ungleichförmig strömender Luft der Ausschlag der rollenden, stampfenden und gierenden Bewegungen so klein als möglich sein.

Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein flugfähiger Drachenflieger auch kippsicher (stabil) sei?

Alle auf einen mit der Schwebegeschwindigkeit durch windstille Luft fliegenden Drachenflieger wirkenden Kräfte lassen sich auf drei, die Hauptkräfte, zurückführen. Diese sind: die Mittelkraft der Reaktion der Luft gegen die Tragfläche, den Apparatrumpf samt Insassen usw., kurz gegen das ganze schwebende System; diese allgemeine Mittelkraft des Luftwiderstandes nennen wir die Reaktante W, ihren Angriffspunkt A den Reaktionspunkt (Abb. 69). Die Gesamtwirkung der Schwerkraft, das Gewicht G, können wir uns im Schwerpunkt Σ vereinigt denken. Dazu kommt noch als dritte Hauptkraft: der Vortrieb T des Propellers; dessen Angriffspunkt Π nennen wir den Propulsionspunkt. Reaktions-, Propulsions- und Schwerpunkt heißen die drei Hauptpunkte des Drachenfliegers.

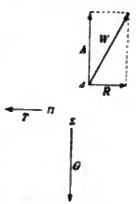


Abb. 69. Die Hauptpunkte des Drachenfliegers.

Die genaue Lage des Reaktionspunktes können wir für einen vorgegebenen Drachenflieger infolge unserer noch ungenügenden Kenntnis der Gesetze des Luftwiderstandes rechnungsmäßig noch nicht bestimmen. Wäre die Tragfläche eine mathematische ebene Fläche, also von verschwindender Dicke, und könnten wir den Luftwiderstand des Rumpfes, der Versteifungen, der Gondelinsassen usw. vollkommen vernachlässigen, so würde der Reaktionspunkt in die Tragfläche selbst fallen. Da diese Voraussetzungen nicht erfüllt sind, wird der Reaktionspunkt im allgemeinen außerhalb der Tragfläche liegen u. zw. bei Einflächern ein wenig unter-

halb der Tragfläche. Wenn wir den Luftwiderstand gegen die obere Tragfläche von jenem gegen die untere Tragfläche trennen, so ersehen wir sofort, daß der Reaktionspunkt bei Zweiflächern zwischen den Tragflächen liegen muß u. zw. nahe der Mitte ihres lotrechten Abstandes. Die Kenntnis der genaueren Lage des Reaktionspunktes ist für die folgenden Überlegungen zunächst ohne Bedeutung.

Die Mittelkraft des Luftwiderstandes gegen das ganze schwebende System, die Reaktante, stellt die Kraft dar, welche den Drachenflieger in Schwebe hält, diesen also scheinbar gewichtslos macht. Die Reaktante erfüllt also dieselbe Aufgabe wie der statische Auftrieb der atmosphärischen Luft beim Ballon. Wie der Angriffspunkt des aerostatischen Auftriebes den aerostatischen Stützpunkt für das Gondelgewicht samt Ausrüstung bildet, stellt der Reaktionspunkt beim Drachenflieger den aerodynamischen Stützpunkt dar. Dies wird uns besonders klar, wenn wir einen sehr flachen, etwa linsenförmigen Vakuumballon (Abb. 70 a) vergleichen mit einem „Fallschirm", dessen Fallbremsfläche mit einer Vortriebsvorrichtung versehen ist (Abb. 70b). Wir können einen derartigen Fallschirm auch als Gleitflieger bzw. Motorgleit- oder auch als Drachenflieger bezeichnen, wenn das Gefälle der Gleitbahn verschwindend klein wird. Der Flugkörper (Abb. 70 b) stellt also trotz der ungewöhnlichen Form einen typischen Drachenflieger dar und (Abb. 70 a) einen typischen Ballonschweber. Die Vergleichung der beiden Fälle wird noch erleichtert, wenn wir uns den Drachenflieger in einen Drachenschweber umgewandelt denken. Schreitet der Drachenflieger durch strömungsfreie Luft mit der Schwebegeschwindigkeit v_x in wagrechter Bahn vorwärts, so wird der Gewichtsdruck durch den aerodynamischen Auftrieb gerade aufgehoben; die schräge Gleitbahn wird zur wagrechten Flugbahn. Wir bringen den

Digitized by Google

Flugkörper nun in Luft, welche mit der gleichförmigen Stromgeschwindigkeit v_x' wagrecht fließt. Den gesamten Winddruck gegen den Flugkörper können wir uns in eine Mittelkraft W′ vereinigt denken mit dem Angriffspunkt Δ'. Die lotrechte Teilkraft des Winddruckes A′ gibt den aerodynamischen Auftrieb, die Wagrechte R′ wirkt als Rücktrieb.

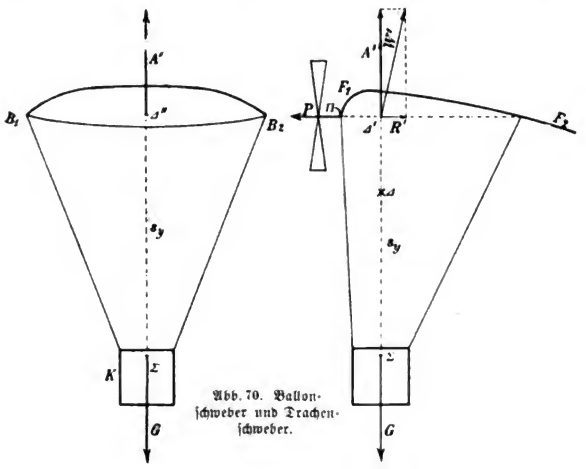


Abb. 70. Ballonschweber und Drachenschweber.

Dieser würde den Flugkörper abtriften und muß deshalb durch den gleich großen aber entgegen gerichteten Vortrieb T der Schraube aufgehoben werden. Wird der Auftrieb A′ gleich dem Gewichtsdrucke G des ganzen Flugkörpers, so wird dieser scheinbar gewichtslos und bleibt deshalb in gleichbleibender Höhe über demselben Erdorte in Schwebe. Im Falle (a) wird der Gewichtsdruck G durch die aerostatischen Druckunterschiede der atmosphärischen Luft gegen die Oberfläche des Tragkörpers aufgewogen, im Falle (b) durch

Digitized by Google

die aerodynamischen Druckunterschiede gegen die Ober- und Unterseite der Tragfläche.

Die Mittelkraft der aerostatischen Druckwirkungen A'' ist stets lotrecht gerichtet; die wagrechten Teilkräfte heben sich nämlich, ganz unabhängig von der Form des Tragkörpers, gegenseitig auf. Wäre dies nicht der Fall, so müßte ein in ruhender Luft im Gleichgewichte schwebender Ballon wegen der außerordentlich leichten Verschiebbarkeit und der geringen inneren Reibung (Zähigkeit) der Luftteilchen nach der Seite des größeren Überdruckes in Bewegung geraten und diese Bewegung müßte ununterbrochen fortdauern. Es würde gegen die Stirnseite des Ballons ein Luftwiderstand wirken, dessen Überwindung den Verbrauch von Arbeit bedingt. Die Folge wäre sonach ein fortdauernder Verbrauch von Energie, deren Quelle wir nicht anzugeben wüßten. Die aerostatischen Druckkräfte gegen einen Tragkörper können deshalb in keinem Falle eine freie wagrechte Teilkraft ergeben. Anders im aerodynamischen Falle (b).

Die strömende Luft übt gegen jeden in sie eingetauchten Körper einen Druck aus, durch den diesem eine wagrechte Beschleunigung erteilt wird. Die Mittelkraft des Winddruckes gegen jeden beliebigen Flugkörper muß deshalb, ganz unabhängig vom Bau des Rumpfes und der Tragfläche, eine wagrechte Teilkraft ergeben. Dieser muß durch den Vortrieb des Propellers (Luftschraube, Schaufelrad usw.) das Gleichgewicht gehalten werden. Die Betätigung des Propellers erfordert den Verbrauch von Arbeit. Ein dauerndes aerodynamisches Schweben in gleichförmig strömender Luft ist demnach ohne Energieverbrauch nicht möglich. Diese Energie kann aber nicht etwa durch die Ausnützung des Winddruckes selbst erhalten werden, sondern muß durch eine besondere Kraftmaschine (Dampf-, Benzin-, Elektromotor) geleistet werden.

Digitized by Google

Im aerostatischen Fall können wir uns den Flugkörper im Auftriebsmittelpunkt A'' aufgehängt denken. Lassen wir auf die Gondel K eine Kraft P periodisch wirken, so wird sie wie ein Pendel um den Unterstützungspunkt Schwingungen ausführen. Das gleiche gilt für den aerodynamischen Schwebekörper. Wir können uns diesen gleichfalls wie ein Pendel im aerodynamischen Druckmittelpunkt A' aufgehängt denken. Bezeichnet s_y die Entfernung des Schwerpunktes Σ vom aerostatischen bzw. vom aerodynamischen Stützpunkt A, so gibt das Drehmoment

$$G \cdot s_y = \Phi$$

ein Maß für die Stabilisierung des Flugkörpers. Je größer Φ ist, um so schwerer wird es sein, den Flugkörper zum Kippen zu bringen. Wir nennen Φ die statische Fesselung des Flugkörpers. Bei gegebenem Werte von G kann Φ ersichtlich bloß durch die Vergrößerung von s_y, also durch die Tieflegung des Schwerpunktes erhöht werden. Auch im aerodynamischen Fall kann durch genügende Tieflegung des Schwerpunktes jedes Kippen nach der Stirn- und der Rückenseite des Fliegers ausgeschlossen werden. Wegen der konstruktiven Schwierigkeiten, welche die Tieflegung des Schwerpunktes bedingt, wurde bei den bisher erprobten Drachenfliegern die rein statische Fesselung zur Stabilisierung noch nicht angewandt. Wir müssen deshalb die Verfahren zur Stabilisierung des Drachenfliegers gesondert betrachten.

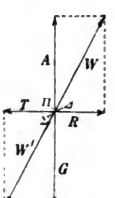


Abb. 71. Längsstabilisierung (Kippsicherung) des Drachenfliegers.

Fallen die drei Hauptpunkte A, Π und Σ zusammen (Abb. 71), so können die auf den Flugkörper wirkenden Kräfte W, T und G keinen Anlaß zu einer Drehung nach vorn oder hinten geben. Setzen wir T und G zu der Mittel-

kraft W′ zusammen, so hat diese ersichtlich dieselbe Größe wie W, aber entgegengesetzte Richtung. Da W′ und W, zufolge der Voraussetzung, denselben Angriffspunkt haben, fühlen wir unmittelbar, daß die Kräfte W, G und T auf den in gleichförmigem Schwebefluge sich bewegenden Flugkörper keine drehende Wirkung ausüben können. Fallen die drei Hauptpunkte Δ, Π und Σ nicht zusammen, so werden im allgemeinen freie Drehmomente auftreten, welche eine Drehung bzw. ein Kippen des Flugkörpers um die Querachse, also nach vorn oder hinten, zur Folge haben. In welcher Weise können diese Drehbewegungen verhindert werden?

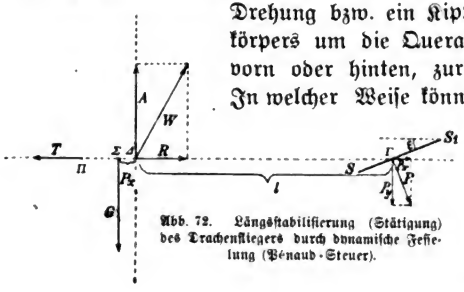


Abb. 72. Längsstabilisierung (Stätigung) des Drachenfliegers durch dynamische Fesselung (Pénaud-Steuer).

Wir ordnen den Motor und den Führersitz so an, daß der Schwerpunkt Σ (Abb. 72) in dieselbe Wagrechte mit Δ und Π, aber um die Strecke s vor Δ fällt. Es entsteht dadurch ein Drehmoment $G \cdot s$, welches das Vorderende des Flugkörpers entgegen dem Uhrzeiger um Δ drehen, also nach vorne zum Kippen brächte. Wir bringen nun an der Rückseite des Flugkörpers eine Fläche SS′ an, deren Vorderrand S tiefer liegt als der Hinterrand S′. Bei der Fortbewegung durch die Luft mit der Schwebegeschwindigkeit des Drachenfliegers erfährt die Stabilisierungsfläche SS′ einen Druck auf der Oberseite, der die Mittelkraft P gibt. Der Angriffspunkt Γ falle mit Π und Δ in dieselbe Wagrechte. Wir zerlegen P in die wagrechte P_x und die lotrechte Teilkraft P_y. Ist l der Abstand zwischen Γ und Δ, so bedingt P_y das Drehmoment $P_y \cdot l$ in bezug auf den Reak-

Digitized by Google

tionspunkt A und sucht das hintere Ende des Flugkörpers im Sinne des Uhrzeigers um A zu drehen. P_x fällt mit A in dieselbe Wagrechte, vergrößert den Rücktrieb, kann aber keine drehende Wirkung ausüben. Sind die Drehmomente des Schwerpunktes $G \cdot p_x$ und der Stabilisierungsfläche $P_y \cdot l$ gleich, so heben sie einander auf, da sie entgegengesetzten Drehungssinn haben. Wir bezeichnen das Drehmoment

$$P_y \cdot l = G \cdot p_x = \Theta$$

als die dynamische Fesselung der Längsachse des Drachenfliegers.

Je größer Θ wird, um so weniger leicht wird die Längsachse des Flugkörpers aus ihrer wagrechten Lage abgedrängt werden können. Die Stabilisierung kann also durch Vergrößerung von P_y oder auch von l erhöht werden. Die Vergrößerung von P_y bedingt entweder die stärkere Abdrehung der Stabilisierungsfläche SS′ oder deren Vergrößerung. Die stärkere Abdrehung hat auch eine Vergrößerung von P_x zur Folge, erfordert also eine Erhöhung des Propellervortriebes und somit der Motorarbeit. Durch die Vergrößerung der Stabilisierungsfläche wird auch deren Gewicht vermehrt, ebenso hat die Verlängerung von l eine Zunahme des Gewichtes des Traggerüstes zur Folge und bedingt deshalb auch eine Verlagerung des Schwerpunktes Σ und somit eine Verkleinerung des Drehmomentes $G \cdot p_x$. Der Vermehrung der dynamischen Fesselung der Längsachse sind deshalb ziemlich enge Grenzen gesetzt und damit auch der derzeit möglichen Stabilisierung der Drachenflieger. Die dynamische Fesselung wirkt auch als automatischer Stabilisator, wodurch Kippbewegungen verhindert und die Schwingungen um die Querachse, das Stampfen, gedämpft wird. Dies erhellt aus folgenden Überlegungen.

Digitized by Google

Hebt sich das hintere Ende des Drachenfliegers unter der Einwirkung äußerer Kräfte (Windwellen), so nimmt der Winkel ε, unter dem die Fläche SS' gegen die Luft fortschreitet, zu, es wächst somit der Druck P und folglich auch P_y. Da das abdrehende Moment des Schwerpunktes $G \cdot p_x$ gleichbleibt, wirkt $(P_y \cdot l - G \cdot p_x)$ als rückdrehendes Moment auf die Stabilisierungsfläche und bremst die Kippbewegung nach vorn. Hebt sich die Spitze unter der Einwirkung äußerer Kräfte, so verringert sich der Einfallwinkel ε gegen die Stabilisierungsfläche SS', diese erfährt einen geringeren Druck und das Drehmoment $P_y \cdot l$ wird deshalb kleiner. Da das Drehmoment des Schwerpunktes das gleiche geblieben ist, wirkt $(G \cdot p_x - P_y \cdot l)$ als abdrehendes Moment auf die Spitze des Flugzeuges und dreht dieses wieder in die wagrechte Lage zurück.

Da die Lage des Druckmittelpunktes bei ebenen und gewölbten Flächen von deren Schiefstellung abhängig ist, wird auch der Reaktionspunkt bei Auf- oder Abdrehungen der Längsachse seine Lage ändern. Soll die dynamische Fesselung ihre stabilisierende Wirkung nicht verlieren, so muß, wie aus Abb. 72 sofort erhellt, Σ stets vor Δ liegen. Die Vorlastigkeit des Schwerpunktes, d. i. die Strecke p_x muß deshalb einen genügend großen Wert erhalten, damit, unbeschadet des Wanderns des Druckmittelpunktes mit der Schiefstellung, dieser niemals vor Δ zu liegen kommen kann.

Die Stabilisierungsfläche kann auch so gestellt sein, daß sie auf der Unterseite Druck erhält, also in bezug auf Δ (Abb. 73) ein negatives Drehmoment (entgegen der Uhrzeigerbewegung) erzeugt. In diesem Falle muß der Schwerpunkt Σ ein positives Drehmoment erzeugen, also hinterlastig sein.

Einzelne der bisher erprobten Drachenfliegertypen haben einen vorlastigen Schwerpunkt, bei anderen ist er hinterlastig.

Digitized by Google

Die Unterlastigkeit des Schwerpunktes ist zumeist nur gering. Bei den meisten der bisher konstruierten Drachenfliegertypen wird die Stabilisierung also vorwiegend durch die dynamische Fesselung erzielt. Diese kann in der bisherigen Form aber bloß als ungenügender Ersatz der allein volle Sicherheit gegen Abstürze durch Kippen bietenden, rein statischen Fesselung angesehen werden. Das gleiche gilt von der Anwendung rasch rotierender Kreisel (Gyrostaten) zur Stabilisierung der Drachenflieger.

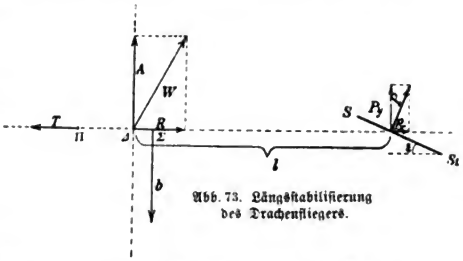


Abb. 73. Längsstabilisierung des Drachenfliegers.

Für die Stabilisierung in der Querachse, also gegen Schwingungen bzw. Kippbewegungen zur rechten oder linken Hand des Fliegers (Schlingerbewegungen), gelten genau dieselben Überlegungen und werden dieselben Verfahren angewandt wie für die Stabilisierung gegen stampfende Bewegungen.

Wir legen durch den Drachenschweber, den Abb. 70 im Längsschnitt zeigt, einen Querschnitt (Abb. 74). Die aerodynamischen Auftriebskräfte A_1, A_2 gegen die linke und rechte Hälfte der Tragfläche denken wir uns wieder zur Mittelkraft A′ vereinigt, deren Angriffspunkt in Δ' liegt; Δ' fällt im allgemeinen nicht mit dem Reaktionspunkte Δ zusammen. Bei den bisher ausgeführten Drachenfliegertypen liegt Δ' meist ein wenig über Δ.

Wir entnehmen aus der Abb. 74 unmittelbar, daß das stabilisierende Moment $G \cdot s_y = \Phi$ für die Querachse dasselbe ist wie für die Längsachse. Die statische Fesselung be-

dingt also zugleich die Stabilisierung gegen stampfende und schlingernde Bewegungen. Die dynamische Stabilisierung erfordert wieder die Erzeugung eines Gegendrehmomentes durch die Vermehrung bzw. Verminderung des Luftwiderstandes, der bei Schlingerbewegungen auftritt. Zu diesem Zwecke ist die Tragfläche im Querschnitt gekielt

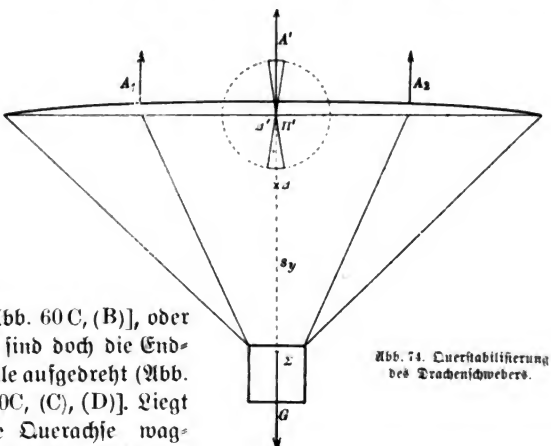


Abb. 74. Querstabilisierung des Drachenschwebers.

[Abb. 60 C, (B)], oder es sind doch die Endteile aufgedreht (Abb. [60C, (C), (D)]. Liegt die Querachse wagrecht, so zerfällt der Flugkörper in bezug auf den aerodynamischen Druck in zwei symmetrische Hälften. Wir denken uns den aerodynamischen Druck gegen die linke und die rechte Hälfte der Tragfläche in je eine Mittelkraft A_1, A_2 vereinigt (Abb. 75). Die Mittelkraft von A_1 und A_2 fällt in die Medianebene des Drachenfliegers; in dieser liegt auch der Schwerpunkt Σ. Die wagrechten Teilkräfte R_1, R_2 sind gleich aber entgegengerichtet, heben einander also auf. Durch die Einwirkung einer äußeren Kraft (Windwelle) neige sich das Flugzeug so, daß das linke Ende der Tragfläche F_1 (Abb. 75) nach unten, das

Digitized by Google

rechte F_2 nach oben geht. Der Winkel, den F_1 mit der Flugrichtung bildet, wird dadurch kleiner, jener von F_2 größer. Der aerodynamische Druck gegen F_1 muß somit größer, jener gegen F_2 kleiner werden. Es wird deshalb der Angriffspunkt der Mittelkraft von A' nach A_1' rücken. Dadurch muß auch der Reaktionspunkt A eine Verschiebung im selben Sinne, also von A' etwa nach A_1 erfahren. A_1 fällt folglich nicht mehr in dieselbe Lotlinie mit S. Ist s_x der Abstand des Reaktionspunktes A_1 von der durch den Schwerpunkt S gehenden Lotlinie, so wird durch das Drehmoment $G \cdot s_x$ der Flugkörper um A_1 so lange gedreht, bis S wieder lotrecht unter A_1 liegt. Die Kielung der Tragfläche bedingt sonach eine automatische Stabilisierung der Querachse.

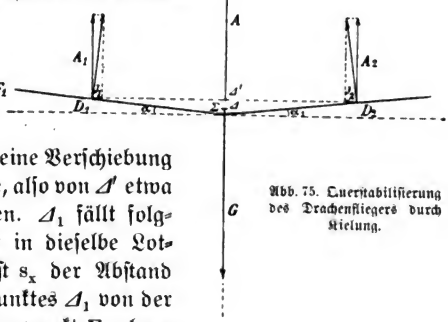


Abb. 75. Querstabilisierung des Drachenfliegers durch Kielung.

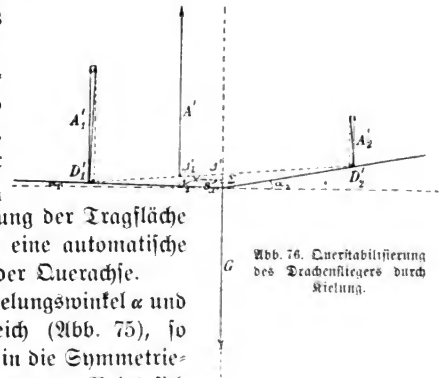


Abb. 76. Querstabilisierung des Drachenfliegers durch Kielung.

Sind die Kielungswinkel α und α' einander gleich (Abb. 75), so fallen A und Π in die Symmetrieebene des Apparates. Neigt sich

das linke Ende der Tragfläche nach unten (Abb. 78), so wandert A' und somit auch A aus der durch H gelegten Lotebene um die Strecke d nach links. Der Vortrieb T besitzt somit in bezug auf den aerodynamischen Stützpunkt A das Drehmoment $T \cdot d$. Dadurch wird die Tragfläche vom geraden Kurse nach links gedreht. Der aerodynamische Druck gegen die rechte Tragflächenhälfte erfährt eine Verstärkung, jener gegen die linke eine Verminderung, es tritt deshalb eine selbsttätige Dämpfung der Querschwingungen ein.

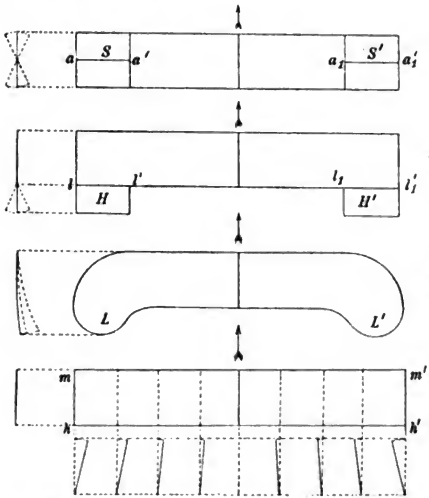


Abb. 77. Querstabilisierung (Stätigung) des Drachenfliegers. Durch (1) Auf- und Abdrehen der Stabilisierungsflossen S, S' der Lappen H, H' (2) bzw. L, L' (3) oder einseitige Verdrehung (Verwindung) der ganzen Tragflächenhälften (4).

Bei den meisten der neueren Typen ist nicht die ganze Tragfläche gekielt, sondern es sind bloß die äußeren Enden mehr oder weniger aufgedreht [Abb. 60C, (D)]. Andere Typen besitzen überhaupt keine automatische Stabilisierung in der Querachse. Diese wird ganz dem Führer überlassen und erfolgt durch Auf- bzw. Abdrehen von Stabilisierungsflossen S, S' (Abb. 77 1), die an den äußeren Enden der Tragfläche

Digitized by Google

angebracht sind. Diese können vom Führersitze aus um wagrechte, zur Flugrichtung senkrechte, Achsen aa′, a_1a_1' gedreht werden. Wird z. B. S aufgedreht, wobei der Vorderrand sich hebt und S′ abgedreht, so nimmt der aerodynamische Druck gegen S zu und wird gegen S′ kleiner. Es rückt folglich Δ aus der Symmetrieebene in der Richtung gegen S zu; dadurch kommen die rückdrehenden Momente $G \cdot s_x$ (Abb. 76) und $\Pi \cdot d$ (Abb. 78) zur Wirkung und veranlassen die Bremsung der durch äußere Kräfte (Windwellen) verursachten Seitenneigungen. Die Querachse wird deshalb wieder in die wagrechte Lage zurückgedreht.

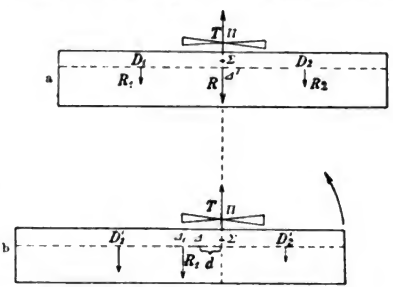


Abb. 78. Querstabilisierung des Drachenfliegers durch Kielung.

Die besonderen Stabilisierungsflossen S, S′ (Abb. 77 1) können dadurch vermieden werden, daß man die Tragflächenenden elastisch ausbildet. Wird durch einen Drahtzug das Ende m h (Abb. 77 4) herab-, das Ende $m^1 h'$ nach oben gezogen, so steigt der aerodynamische Druck auf der linken Hälfte der Tragfläche und sinkt auf der rechten Hälfte. Diese Verwindung der Tragflächenhälften hat also dieselbe Wirkung wie die Verdrehung der Stabilisierungsflossen. Statt die ganzen Tragflächen oder deren äußere Enden zu verwinden, kann man am Hinterrande Flossen H, H′ (Abb. 77 2) anbringen, die um wagrechte Querachsen 11′, l_1l_1' gedreht werden können. Werden die Flossen elastisch ausgebildet, so können sie mit der Tragfläche ohne besondere Achse verbunden werden und bilden dann

lappenartige Ansätze. Die Tragfläche erhält dadurch die Form eines Kneiferetuis (Abb. 77 3). Der Hinterrand der Lappen L, L' ist ein wenig nach oben aufgedreht; sie erfahren also einen aerodynamischen Druck auf der Oberseite. Die wagrechten Teilkräfte wirken wie bei der Kielung als dynamische Fesselung der Querachse, die lotrechten Teilkräfte als dynamische Fesselung der Längsachse. Ein Vorteil der Stabilisierungslappen ist, daß sie geringe Störungen automatisch dämpfen; erst wenn die Abdrehung der Querachse aus der wagrechten Lage einen erheblichen Betrag erreicht, wird ein Eingreifen des Führers notwendig; indem dieser die Lappen stärker auf- bzw. abdreht, wird der aerodynamische Druck gegen den einen Lappen vergrößert, gegen den anderen vermindert; A rückt aus der Symmetrieebene nach der Seite der Druckzunahme, und es entsteht ein Drehmoment von G in bezug auf A, das rückdrehend wirkt. Dadurch wird die Querachse wieder in die wagrechte Lage zurückgeführt.

Neben den Stabilisierungsvorrichtungen muß jeder Drachenflieger noch mit besonderen Organen zur Steuerung in der Wagrechten, also nach links oder rechts und in der Lotrechten, d. i. nach oben oder unten ausgerüstet sein.

Steuerung. Die Land- und Wasserfahrzeuge können bloß nach zwei Abmessungen des Raumes gesteuert werden. Das Flugzeug ermöglicht auch eine Bewegung nach oben und unten, also nach der dritten Abmessung des Raumes. Die Seiten- und die Höhensteuerung erfolgt bei Drachenfliegern in einfachster Weise durch Steuerflossen, welche um eine lotrechte, bzw. eine wagrechte Achse drehbar sind und eine fortdauernde Abdrehung der Längsachse aus der wagrechten und geradlinigen Flugrichtung bedingen.

Wir denken uns einen Drachenflieger durch die Stangen S, s, s_1 (Abb. 79) so befestigt, daß sich die Längsachse LL_1

Digitized by Google

in den Lagern l, l_1 in der Querachse frei drehen kann. In O sei eine lotrechte, in der Erdkruste verankerte Stange angebracht, welche am oberen Ende einen Zapfen trägt. Das Ende der Stange S besitzt eine lotrechte Bohrung, in welche der Zapfen so eingepaßt ist, daß die Drehung von S um O mit möglichst geringer Reibung erfolgen kann. Es sei $O\Delta_1 = r$ der Abstand des Drehpunktes T von der Längsachse LL_1 und l/2 die halbe Klafterbreite der Tragfläche. Bei geradliniger Bewegung ist die Geschwindigkeit aller Punkte der Tragfläche dieselbe und

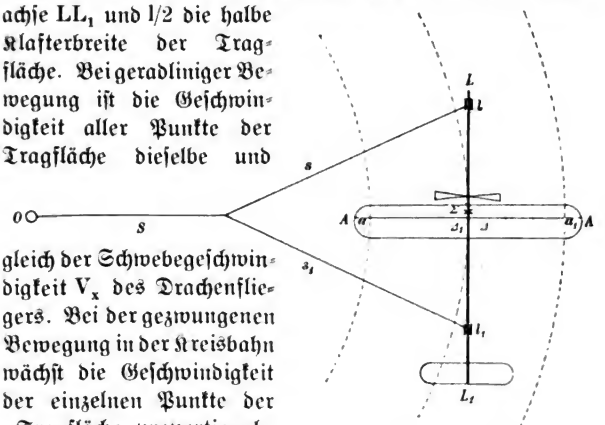


Abb. 79. Steuerung des Drachenfliegers.

gleich der Schwebegeschwindigkeit V_x des Drachenfliegers. Bei der gezwungenen Bewegung in der Kreisbahn wächst die Geschwindigkeit der einzelnen Punkte der Tragfläche proportional dem Umfange ihrer Kreisbahn, also auch proportional ihrer Entfernung vom Drehpunkte O. Die Entfernungen der Punkte A, Δ_1 und A_1 vom Drehpunkt sind folgeweise $(r-l/2), r, (r+l/2)$, die Geschwindigkeiten somit

$$A : \frac{r-l/2}{r} \cdot V_x;\ \Delta_1 : V_x;\ A_1 : \frac{r+l/2}{r} \cdot V_x.$$

Der aerodynamische Druck wächst proportional dem Quadrate der Fortschreitungsgeschwindigkeit, er ist also für die Punkte A, Δ_1, A_1 folgeweise proportional zu

$$\left(\frac{r-l/2}{r}\right)^2 \cdot V_x^2;\ V_x^2;\ \left(\frac{r+l/2}{r}\right)^2 \cdot V_x^2.$$

Digitized by Google

Es sei beispielsweise $r = 100$ m, $l = 10$ m; dann wird die Reihe der Geschwindigkeiten

$$0{,}95 \cdot V_x; \quad V_x; \quad 1{,}05 \cdot V_x$$

und der aerodynamischen Drucke

$$0{,}90\ V_x^2; \quad V_x^2; \quad 1{,}10\ V_x^2.$$

Der aerodynamische Druck auf die Flächeneinheit wird demnach in A um 10 % kleiner und in A_1 um 10 % größer sein als im Mittelpunkte Δ_1 der Tragfläche. Es muß deshalb der aerodynamische Druckmittelpunkt Δ der Tragfläche aus der Medianebene nach der Seite des größeren Druckes, also gegen A_1, rücken. Im selben Sinne verschiebt sich sonach auch der aerodynamische Stützpunkt, der Reaktionspunkt Δ. Der Schwerpunkt Σ bleibt in der Mittelebene und bewirkt deshalb eine Schiefstellung der Tragfläche. Das innere Ende der Tragfläche senkt sich, das äußere A_1 hebt sich über die durch Δ gelegte Wagebene. Welchen Einfluß hat diese Neigung auf die Richtung der Mittelkraft des aerodynamischen Druckes? Beim Schwebeflug in wagrechter geradliniger Bahn fällt die Mittelkraft des aerodynamischen Druckes in die durch den Schwerpunkt gelegte Lotebene; es tritt also keine Teilkraft in der Richtung der Querachse auf. Die lotrechte Teilkraft nannten wir den aerodynamischen Auftrieb, die wagrechte den Rücktrieb. Bewegt sich der Flugkörper in gekrümmter Bahn, so muß, wie wir gesehen haben, eine Neigung der Tragfläche eintreten. Da die Längsachse unausgesetzt ihre Richtung ändert, kann die Mittelkraft des aerodynamischen Druckes nicht mehr in die Lotebene durch den Schwerpunkt fallen. Es muß deshalb, wenn wir die Mittelkraft in lotrechte und wagrechte Teilkräfte zerlegen, sich auch eine Teilkraft in der Richtung der Querachse ergeben. Wir nennen diese den Zentripetaldruck Z (Abb. 80). Da die Richtung der Querachse in jedem Augenblicke

Digitized by Google

nach dem Drehpunkte zielt, muß auch Z in jedem Punkte der Bahn nach dem Mittelpunkte der Drehung O gerichtet sein. Durch den Zentripetaldruck würde der Flugkörper gegen den Mittelpunkt der Drehung gedrängt werden, wenn Z nicht durch einen gleich großen und entgegen gerichteten

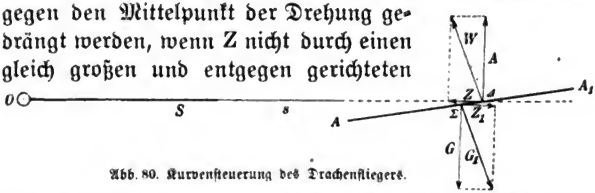


Abb. 80. Kurvensteuerung des Drachenfliegers.

Zug aufgehoben würde. Diesen Gegenzug, welcher das Abdrängen des Flugkörpers aus der Kreisbahn verhindert, liefert die Zentrifugalkraft Z_1 seiner Masse. Ist der Flugkörper wie in Abb. 79 durch eine Fesselung verhindert, sich vom Drehmittelpunkte zu entfernen oder sich diesem zu nähern, so werden die beiden Kräfte Z und Z_1 durch die Druck- bzw. Zugfestigkeit der Stangen S, s, s_1 aufgehoben und auf die Erdkruste übertragen. Ist der aerodynamische Zentripetaldruck gleich dem Zentrifugalzuge der Masse des Flugkörpers, so heben sich die beiden Kräfte Z und Z_1 als gleich und entgegengerichtet auf.

Der Zentrifugalzug Z_1 greift im Massenmittelpunkte Σ an; wir können deshalb Z_1 mit dem Gewichtsdrucke G zu einer Mittelkraft vereinigen, die wir die zusammengesetzte Schwerkraft G_1 nennen (Abb. 80). Fallen die Punkte Δ und Σ zusammen, so heben sich die Teilkräfte, welche in die durch Σ bzw. Δ in der Querachse gelegte Lotebene fallen, gegenseitig auf (Abb. 81). Es ist dann $A = G$ und $Z_p = Z_{f1}$. Da im Schwebzustande der Schraubenzug T gleich ist der dritten Teilkraft des aerodynamischen Druckes, dem Rücktrieb R, also $T = R$, heben sich sonach alle auf den Flugkörper

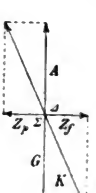


Abb. 81. Kurvensteuerung des Drachenfliegers.

wirkenden Kräfte gegenseitig auf. Da Δ und Σ zufolge der Voraussetzung zusammenfallen, können auch keine freien Drehmomente auftreten. Wir könnten in diesem Falle die Fesselung beseitigen, ohne daß der Flugkörper seine Lage im Raume ändern würde.

Fallen Δ und Σ nicht zusammen, so treten stets freie Drehmomente auf. Diese müssen durch dynamische Fesselung gebunden werden, wenn der Flugkörper nicht um die Querachse bzw. auch die Längsachse gekippt werden soll.

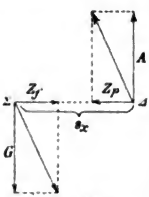


Abb. 82. Kurvensteuerung des Drachenfliegers.

Liegt Δ mit Σ in derselben Wagrechten (Abb. 82) und ist s_x der Abstand zwischen beiden Punkten, so besteht das freie Drehmoment $G \cdot s_x$, das durch dynamische Fesselung, d. i. die Hinzufügung eines gleich großen und entgegengerichteten Momentes aufgehoben werden muß. Liegt Σ im Abstande s_y lotrecht unter Δ (Abb. 83), so tritt das freie Drehmoment $G \cdot s_y$ auf, das wieder durch dynamische Fesselung aufgehoben werden muß. Fällt Σ weder in dieselbe Wagebene noch in dieselbe Lotebene mit Δ, so ist jedes der beiden Drehmomente $G \cdot s_x$ und $G \cdot s_y$ durch dynamische Fesselung zu binden. Die Hilfsmittel zur Erzielung einer dynamischen Fesselung sind dieselben wie für die Querstabilisierung: Hilfsflügel, Stabilisierungsflossen, Verwindung der Tragflächen, Verdrehung von Lappen. Wird z. B. der linke Hilfsflügel H (Abb. 77) stärker abgedreht, als der rechte H', so erfährt die linke Tragflächenhälfte eine Erhöhung des aerodynamischen Druckes, wodurch die Kippbewegung gebremst wird. Die Tragfläche dreht sich bei genügender Größe

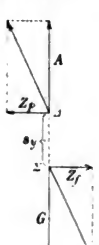


Abb. 83. Kurvensteuerung des Drachenfliegers.

Digitized by Google

der Fesselung nur soweit, bis der durch die Schiefstellung bedingte Zentripetaldruck gleich ist dem Zentrifugalzuge, welcher der Drehgeschwindigkeit V_x und dem Drehhalbmesser r entspricht.

Durchfährt der Drachenflieger die Kurve mit der Schwebegeschwindigkeit, so sinkt er in die Unterlage (verdichtete atmosphärische Luft) nicht ein; diese läßt sich deshalb einer festen Bahn (Straße) vergleichen.

Es bewege sich ein Körper vom Gewicht G auf einer kreisförmigen Bahn mit der Böschung β (Abb. 84). Wir zerlegen $oa = G$ in die bahnparallele Teilkraft $ob = G_p$ und die bahnnormale $oc = G_n$. Ebenso zerlegen wir die Zentrifugalkraft $od = Z$ in die bahnparallele Teilkraft $od = Z$ in die bahnparallele Teilkraft $of = Z_p$ und die bahnnormale $oe = Z_n$. Z_n erhöht den Gewichtsdruck gegen die Unterlage und muß wie G_n durch die elastischen Gegenkräfte aufgehoben bzw. auf die Erdkruste übertragen werden. Z_p wirkt G_p entgegen und vermindert die Fallbeschleunigung. Wird $Z_p = G_p$, so verliert die Masse m scheinbar ihr Gewicht. Trotz der Böschung der Bahn sinkt dann der Körper nicht, sondern bewegt sich in gleichbleibender Höhe h über dem Boden in der Kreisbahn. Die Unterlage hat den Druck $S = G_n + Z_n$ aufzunehmen; kann sie diesem nicht standhalten, so bricht sie ein. $oh = G_n + Z_n = S$ ist ersichtlich die Mittelkraft

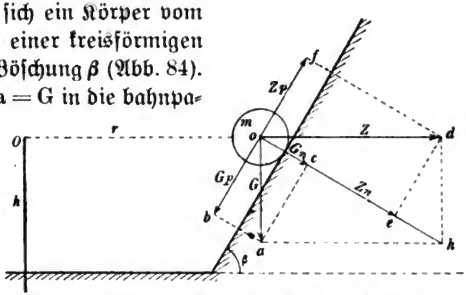


Abb. 84. Vergleich der Kurvensteuerung des Drachenfliegers mit der Bewegung von Körpern auf geböschter Kreisbahn.

Digitized by Google

aus Z und G, die wir die zusammengesetzte Schwerkraft nannten. Wir legen durch O eine wagrechte Ebene, die Drehebene, und nennen r den Halbmesser des Drehkreises; V_x sei die Geschwindigkeit der Masse m. Dann ist die Zentrifugalkraft Z nach (21) bestimmt aus

$$Z = \frac{m \cdot V_x^2}{r} = \frac{G \cdot V_x^2}{g \cdot r}. \qquad (145)$$

Es ist im Gleichgewichtszustand der Kräfte, wo S senkrecht steht zur Bahn, zufolge (145)

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{Z}{G} = \frac{V_x^2}{g \cdot r}. \qquad (146)$$

Durch die Drehgeschwindigkeit V_x und den Drehhalbmesser r ist sonach auch schon der Böschungswinkel β bestimmt. Dieser ist unabhängig vom Gewicht des Körpers.

Ist μ der Reibungskoeffizient, so erfordert die Fortrollung der Kugel vom Gewichte G auf ebener starrer Unterlage mit der Geschwindigkeit V_x den Arbeitsaufwand

$$A = \mu \cdot G \cdot V_x. \qquad (146)$$

Bewegt sich der Körper auf der unter dem Winkel β geböschten Kreisbahn, ohne zu fallen, so ist die zu leistende von der Reibung verbrauchte Arbeit

$$\begin{aligned} A_2 &= \mu \, (G_n + Z_n) \cdot V_x \\ &= \mu \cdot G \cos \beta \cdot V_x + \mu \cdot Z_n \cdot V_x. \end{aligned} \qquad (147)$$

Bei kleinen Böschungswinkeln können wir $\cos \beta = 1$ setzen. Der Fehler beträgt bis $\beta = 10^0$ bloß 2 %. Führen wir weiter zufolge (145) für Z_n den Wert ein, so wird aus (147)

$$A_1 = \mu \cdot G \cdot V_x + \mu \left(\sin \beta \cdot \frac{V_x^2}{gr} \right) \cdot G \cdot V_x. \qquad (148)$$

Setzen wir

$$\mu \cdot \left(\sin \beta \, \frac{V_x^2}{g \cdot r} \right) = \mu_z \qquad (149)$$

und

$$A_z = A_1 - A$$

Digitized by Google

so wird mit Rücksicht auf (146)

$$A_s = A_1 - A = \mu_x \cdot G \cdot V_x. \qquad (150)$$

Wir können A_s als die Schwebearbeit bezeichnen, welche nötig ist, um einen Körper vom Gewichte G auf einer unter dem Winkel β geböschten kreisförmigen Bahn in Schwebe zu halten. Bei der Fortbewegung über den festen ebenen Boden kann V_x jeden beliebigen Wert annehmen. Bei der Bewegung in der Kreisbahn ist der Wert von V_x durch Gl. (146) bestimmt, wenn der Körper vom Gewichte G in der Bahn von der Böschung β und dem Halbmesser r in Schwebe gehalten werden soll. Wir können in Analogie zum Drachenflieger V_x als Schwebegeschwindigkeit bezeichnen. Denken wir uns den Körper als selbstbeweglichen Schlitten oder Wagen, so wird die Analogie mit dem Drachenflieger noch anschaulicher. Zufolge (146) ist die Schwebegeschwindigkeit des Schlittens bzw. Wagens

$$V_x = \sqrt{g \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot r} \qquad (151)$$

also abhängig von der Böschung und dem Halbmesser der Bahn, aber unabhängig vom Gewicht des Fahrzeugs. Beim Drachenflieger ist zufolge (131) die Schwebegeschwindigkeit außer vom Gewichte des Flugzeugs auch noch wesentlich abhängig von dessen besonderem Bau.

Es sei V_x die Schwebegeschwindigkeit eines Drachenfliegers, der eine kreisförmige Bahn vom Halbmesser r durchfliegt. Die Tragfläche muß dann nach den vorausgehenden Überlegungen mit der Wagebene einen Winkel β einschließen, den wir den Böschungswinkel nennen wollen. Da die Mittelkraft des aerodynamischen Druckes nahezu senkrecht zur Ebene der Tragfläche steht, gilt für die Luftbahn dieselbe Gleichung wie für eine starre Unterlage. Der Böschungswinkel folgt demnach aus Gl. (146). Es sei $V_x = 10$ m/sec, $r = 100$ m, dann wird $\operatorname{tg} \beta = 10^2/9{,}81 \cdot 100$

$= 0{,}1019$ und $\beta = 5^0\,50'$ oder rund 6^0. Setzen wir $r = 10$ m, so wird $\beta = 45^1/_2{}^0$. Scharfe Kurven bedingen also sehr erhebliche Böschungswinkel der Tragfläche. Soll ein freier Flugkörper eine gekrümmte Bahn beschreiben, so muß die Bewegungsrichtung ununterbrochen von der geraden Bahn abgelenkt werden. Dies geschieht in einfachster Weise wie bei der Fortbewegung der Schiffe durch eine an der Rückseite angebrachte lotrechte Steuerfläche (Abb. 85). Die zur geradlinigen Bahn senkrechte Teilkraft D_n des aerodynamischen Druckes gegen die Steuerflosse erzeugt das freie Drehmoment $D_n \cdot d$, wenn d den Abstand des Angriffspunktes S vom Reaktionspunkte A bezeichnet. Infolge dieses Drehmomentes muß sich die Längsachse des Flugzeuges fortgesetzt nach links vom geradlinigen Kurse abdrehen.

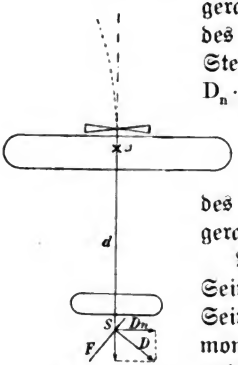


Abb. 85. Kurssteuerung des Drachenfliegers.

Wird die Steuerflosse nach der anderen Seite umgelegt, so erhält sie auf der rechten Seite Druck; es entsteht ein positives Drehmoment, durch das die Längsachse nach rechts abgedreht wird.

Die für den Steigflug geltenden Beziehungen werden wieder besonders übersichtlich, wenn wir uns daran erinnern, daß die atmosphärische Luft, über welche der Drachenflieger hingleitet, wie eine feste Unterlage angesehen werden kann, wenn die Fluggeschwindigkeit gleich der Schwebegeschwindigkeit ist. Wir denken uns die Längsachse schräg nach oben gestellt, ohne daß der Neigungswinkel der Tragfläche geändert würde (Abb. 86). Dies kann zufolge der Ausführungen bei der Längsstabilisierung am einfachsten dadurch erreicht werden, daß eine an der Hinter-

Digitized by Google

seite der Tragfläche angebrachte um eine wagrechte Querachse drehbare Steuerflosse (Höhensteuer) so gestellt wird, daß sie einen aerodynamischen Druck auf der Oberseite erhält. Dadurch wird das Gleichgewicht der Kräfte in der Längsachse gestört und die Stirnseite hebt sich. Die Schraube zieht nicht mehr wagrecht, sondern schräg nach oben. Wir können, unter den gemachten Voraussetzungen, die Steigbewegung des Drachenfliegers der Bewegung eines Körpers auf einer unter dem Winkel α gegen die Wagebene geneigten festen Bahn vergleichen (Abb. 87). Den Gewichtsdruck G zerlegen wir in die bahnparallele Teilkraft G_p und die bahnnormale G_n. Es ist $G_n = G \cos \alpha$ und $G_p = G \cdot \sin \alpha$. Bei Steigungswinkeln α bis 8° wird, da $\cos 8^0 = 0{,}990$ ist, G_n bloß um 1 % kleiner sein als G, und noch bei $\alpha = 15^0$ entsprechend einer Steigung 1 : 4, über welche man in der Flugpraxis wohl kaum hinausgehen wird, ist der Unterschied zwischen G_n und G erst 3 %. Lassen wir Fehler bis

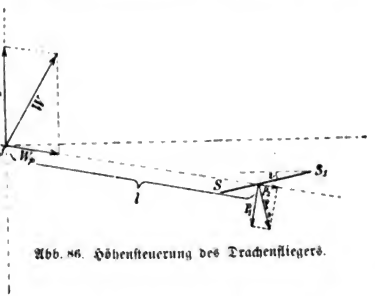


Abb. 86. Höhensteuerung des Drachenfliegers.

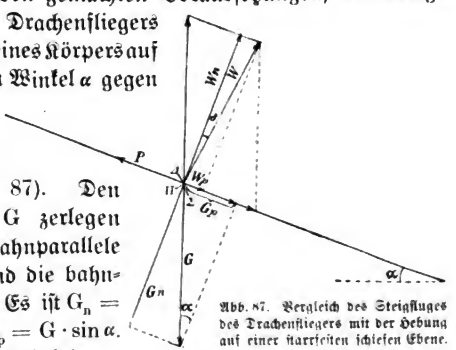


Abb. 87. Vergleich des Steigfluges des Drachenfliegers mit der Hebung auf einer starrfesten schiefen Ebene.

3 % zu, so können wir also schreiben $G_n = G$. Zufolge unserer Voraussetzung wird die Schiefe der Tragfläche und die Fluggeschwindigkeit in der Steigbahn nicht geändert. Infolgedessen behält auch die Mittelkraft W des aerodynamischen Druckes dieselbe Größe und in bezug auf die Bahnnormale dieselbe Richtung. Wir zerlegen W in die bahnnormale Seitenkraft W_n und die bahnparallele W_p. Es ist $W_n = W \cos \delta$ und $W_p = W \sin \delta$. Bei den praktisch in Betracht kommenden Fällen ist δ ein kleiner Winkel ($< 10°$). Lassen wir Fehler bis 2 % zu, so können wir setzen

$$W_n = W = G. \tag{152}$$

Damit wird auch

$$G_n = W_n.$$

Wir können also (innerhalb der angegebenen Grenzen) die bahnnormale Teilkraft des Gewichtsdruckes gleichsetzen der bahnnormalen Teilkraft des aerodynamischen Druckes. Die bahnparallele Teilkraft des aerodynamischen Druckes muß durch den Schraubenzug P überwunden werden.

Beim wagrechten Flug ist

$$A_s' = P \cdot V_x = G \sin \delta \cdot V_x \tag{153}$$

die von der Schraube zu leistende Arbeit. Infolge der Steigbahn muß auch noch der bahnnormalen Teilkraft G_n des Gewichtsdruckes durch einen gleich großen aber entgegengerichteten Schraubenzug das Gleichgewicht gehalten werden. Die Schraube hat also eine Mehrarbeit zu leisten entsprechend

$$A_s'' = G_p \cdot V_x = G \sin \alpha \cdot V_x. \tag{154}$$

Ist H die Steighöhe pro Zeiteinheit (1 sec), so gilt auch

$$A_s' = G \sin \alpha \cdot V_x = G \cdot \frac{H}{V_x} \cdot V_x = G \cdot H. \tag{155}$$

Damit wird die von der Schraube zu leistende Zugarbeit

$$A_s = A_s' + A_s'' = (\sin \delta + \sin \alpha) \cdot G \cdot V_x. \tag{156}$$

Digitized by Google

Für den Flug in der Wagrechten hatten wir Gl. (137)

$$A_m = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot a_k \cdot G \cdot V_x. \tag{157}$$

Dabei war zufolge (132)

$$a_k \cdot G = T_x + R_x,$$

also gleich der Summe der bahnparallelen Teilkräfte. Dazu kommt beim Steigflug noch die bahnparallele Teilkraft des Gewichtsdruckes $G_n = G \cdot \sin \alpha$. Damit wird

$$T_x + R_x + G_n = (a_k + \sin \alpha) \cdot G. \tag{158}$$

Wir erhalten also (unter den gemachten Voraussetzungen) die gesamte beim Steigflug verbrauchte Motorarbeit, wenn wir in die Gl. (157) statt a_k einführen $(a_k + \sin \alpha)$, also

$$A_m' = A_m + \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot G \cdot \sin \alpha \cdot V_x. \tag{159}$$

Setzen wir

$$\frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\eta} = \lambda, \tag{160}$$

so wird zufolge (155) aus (159)

$$A_m' = A_m + \lambda \cdot G \sin \alpha \cdot V_x = A_m + \lambda \cdot G \cdot V_x \sin \alpha \tag{161}$$

oder auch gemäß (155)

$$A_m' = A_m + \lambda \cdot G \cdot H. \tag{162}$$

Wir können λ wieder einer Reibungszahl vergleichen. Auf der reibungslosen starren schiefen Ebene würde die Arbeit zur Hebung des Flugkörpers vom Gewichte G auf die Höhe H mittelst eines unausdehnsamen, in der Erdkruste verankerten Seiles pro Zeiteinheit die Arbeit $G \cdot H$ verbraucht. Auf der schiefen Luftbahn ist infolge der Nachgiebigkeit des Stützpunktes (atmosphärische Luft) der Schraube und der unvermeidlichen Reibung im Getriebe die Arbeit $\lambda \cdot G \cdot H$ zu leisten, wo $\lambda > 1$ ist. Es sei $G = 600$ kg, $V_x = 10$ m/sec, $\alpha = 6^0$. Dann wird $G_p = 600 \cdot \sin \alpha = 60$ kg. Die Hebearbeit pro Sekunde bei Anwendung eines reibungslosen, unausdehnbaren, in der Erd-

Digitized by Google

kruste verankerten Seiles ist $60 \cdot 10 = 600$ mkg/sec $= 600 : 75 = 8$ Pferdestärken. Ergibt die Schraube pro 1 Pferdestärke der Motorleistung einen Zug von 4 kg, so wird die erforderliche Motorarbeit zur Überwindung der Steigung $60 : 4 = 15$ Pferdestärken, also nahe doppelt soviel als beim Tauen erforderlich wäre.

Einflächer.

Zu den erprobtesten und erfolgreichsten Typen von Einflächern gehören gegenwärtig folgende vier Fabriksmarken: Blériot (Abb. 88), Antoinette (Abb. 89), Grade (Abb. 90) und Etrich-(Wels) (Abb. 91, 92). Sie zeigen alle bis auf mehr oder minder belanglose Details denselben Aufbau.

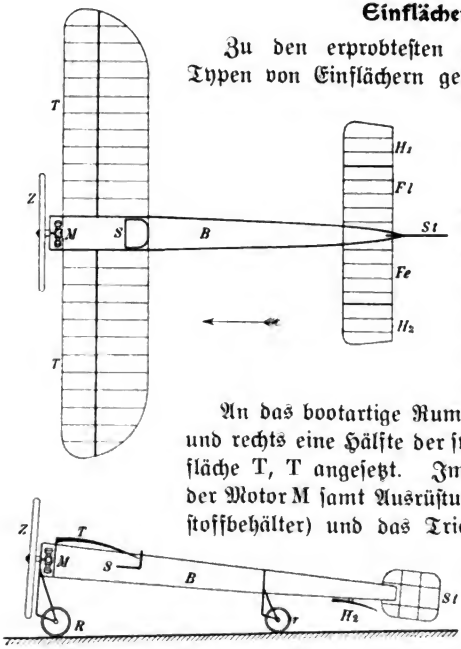


Abb. 88. Einflächer Bauart Blériot.

An das bootartige Rumpfgerüst B ist links und rechts eine Hälfte der symmetrischen Tragfläche T, T angesetzt. Im Rumpfgerüste ist der Motor M samt Ausrüstung (Kühler, Brennstoffbehälter) und das Triebwerk angeordnet, ebenso die Sitze S für den Führer und den Begleiter. Beim Grade-Typ fehlt ein bootartiges Rumpfgerüst; der Führer sitzt unterhalb der Tragfläche.

Digitized by Google

Zur Erzielung des Vortriebes dient bei allen Typen eine an der Stirnseite, also vor der Tragfläche und in nahe gleicher Höhe mit dieser angebrachte zweiflügelige Zugschraube Z. Die Seitensteuerung erfolgt durch eine lotrechte, in der Mittelebene des Apparates an dem Schwanzgerüste befestigte Steuerfläche. Diese besteht aus einer rechteck- oder trapezförmigen Fläche St (Blériot, Grade) oder sie ist in zwei dreieckförmige untereinander angeordnete Lappen St_1, St_2 (Antoinette, Etrich) aufgelöst. Zur Höhensteuerung dient eine am Schwanzgerüste fixierte wagrechte Fläche in Rechteck- oder Dreieckform H (Antoinette). Bei einzelnen Typen ist aus konstruktiven Rücksichten die

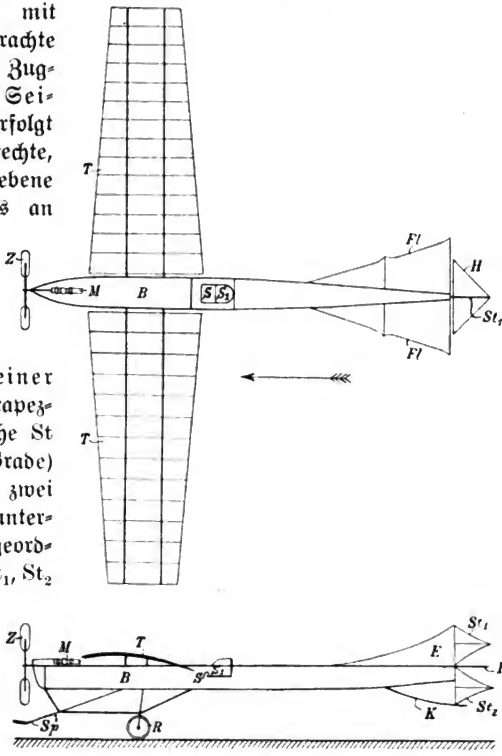
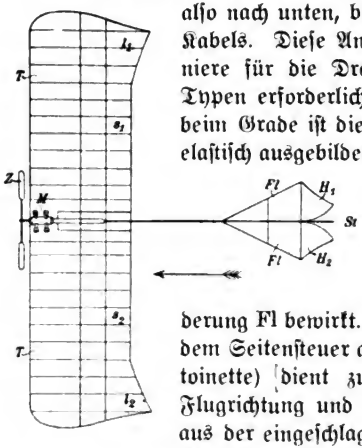


Abb. 89. Einflächer Bauart Antoinette — (Levavasseur.)

Höhensteuerfläche in zwei Lappen aufgelöst, die unmittelbar nebeneinander H_1, H_2 (Grade) oder auch in einiger Entfernung voneinander liegen H_1', H_2'' (Blériot). Bei der Etrich-Type ist das Hinterende der Schwanzfläche nur durch dünne Stäbchen s, s ausgesteift, wodurch diese hochelastisch werden. An jedem einzelnen Stäbchen ist oben und unten eine Schnur angebracht; die Schnüre laufen in ein stärkeres Drahtkabel zusammen. Durch Anziehen des oberen Kabels wird deshalb die ganze Fläche nach oben gebogen und umgekehrt, also nach unten, beim Anziehen des unteren Kabels. Diese Anordnung macht die Scharniere für die Drehachse, die bei anderen Typen erforderlich sind, vermeidbar. Auch beim Grade ist die Fläche des Höhensteuers elastisch ausgebildet, ebenso das Seitensteuer.



Die Stabilisierung in der Längsrichtung wird bei allen vier Typen durch die wagrechte Schwanzfiederung Fl bewirkt. Eine lotrechte, meist vor dem Seitensteuer angebrachte Fläche E (Antoinette) dient zur Stabilisierung in der Flugrichtung und verhindert das Abdrehen aus der eingeschlagenen geradlinigen Bahn. Die lotrechte Fiederung kann auch in zwei übereinander liegende Lappen aufgelöst sein E_1, E_2 (Grade, Etrich), oder sie kann wie bei der Type Blériot auch ganz fehlen. Ihre Aufgabe erfüllt in diesem Falle das vergrößerte Seitensteuer. Die Stabilisierung in der Quer-

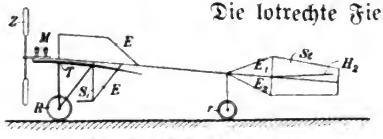


Abb. 90. Einfächer Bauart Grade.

richtung wird bei allen Typen durch Verwindung der ganzen Tragflächenhälften, wie bei Blériot und Antoinette, oder es

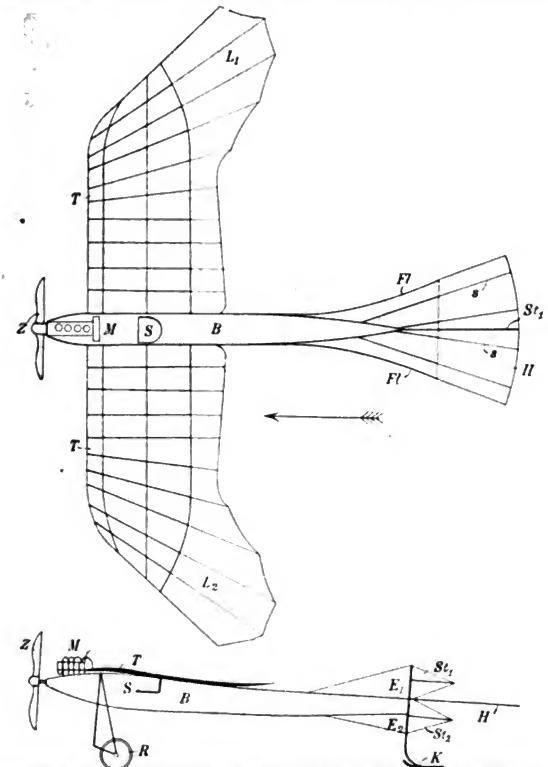


Abb. 91. Einflächer Bauart Etrich-(Wels).

werden bloß Teile der Tragfläche verwunden. Bei Etrich werden die elastisch ausgebildeten nach hinten gebogenen

Lappen L_1, L_2 durch Schnurzüge nach oben oder unten gezogen und dadurch der aerodynamische Druck einseitig geändert. Bei Grade sind die hinteren Säume s_1, s_2 und die Enden e_1, e_2 elastisch hergestellt und können durch Schnurzüge nach oben oder unten gebogen werden.

Das Rumpfgerüste ruht auf Rädern. Am Vorderteil sind gewöhnlich zwei nebeneinander liegende Räder R, R angebracht, der Schwanzteil stützt sich bei einigen Typen (Grade, Blériot) auf ein kleineres Rad r, bei anderen Typen (Antoinette, Etrich) ist das Rad durch eine Kufe K ersetzt.

Abb. 92. Einsitzer Bauart Etrich-(Wels).

Der Aufflug erfolgt bei allen Typen durch Anlauf auf einer geeigneten möglichst glatten Unterlage. Unter der Wirkung der Zugkraft der Schraube bewegt sich das Flugwerk mit wachsender Geschwindigkeit. Entsprechend der Zunahme der Geschwindigkeit zwischen dem Flugkörper und der umgebenden Luft wird deren aerodynamischer Druck gegen die Tragfläche größer und infolge der dadurch bewirkten Entlastung der Druck auf die Unterlage kleiner. Hat der Drachenflieger schließlich die Schwebegeschwindigkeit erreicht, so wird die lotrechte Teilkraft des aerodynamischen Druckes gegen die Tragfläche (Auftrieb) gleich dem Gewichtsdrucke des Drachenfliegers. Dieser wird scheinbar gewichtslos. Bei der geringsten weiteren Vergrößerung der Geschwindigkeit wird der aerodynamische Auftrieb

Digitized by Google

größer als der Gewichtsdruck; der Drachenflieger erfährt deshalb einen Zug nach oben und muß sich von der Unterlage abheben.

Die Größe der Tragflächen schwankt zwischen 14 m² (Blériot) und 35 m² (Antoinette, Etrich), die Klafterweite zwischen 7,2 m (Blériot) und 13 m (Antoinette). Geringer sind die Unterschiede in der Breite der Tragfläche; sie ist 2 m bei Blériot und 3 m bei Antoinette. Die motorische Kraft beträgt bei Grade 30 Pferdestärken, bei allen anderen Typen 50 Pferdestärken. Sehr gering sind die Unterschiede in den Schraubendurchmessern; sie schwanken bloß zwischen 2,1 m (Blériot) und 2,4 m (Grade). Die Schrauben sind unmittelbar auf die Motore aufgesetzt, die Umdrehungszahl pro Zeiteinheit ist also dieselbe wie jene der Motorwelle und zwar 1000 in der Minute bei Grade und 1300 bei Antoinette. Sehr erheblich sind die Unterschiede in den Apparatgewichten (ohne Nutzlast). Antoinette wiegt mehr als doppelt soviel als Grade (520 kg bzw. 250 kg). Die beiden anderen Typen zeigen nahe das gleiche Gewicht (Blériot 340 kg, Etrich 350 kg). Sehr gering sind auch die Unterschiede der Höchstgeschwindigkeit, welche für die einzelnen Typen angegeben werden; sie schwanken bloß um 2 m und zwar Grade 18 m/sec, Antoinette 19 m, Blériot und Etrich 20 m.

Zweiflächer.

Als Repräsentanten der Zweiflächer wollen wir gleichfalls vier Fabriksmarken auswählen, welche derzeit als die erprobtesten und erfolgreichsten Typen gelten. Dazu gehören die Systeme Wright (Abb. 93, 94), H. Farman (Abb. 95), Euler (Abb. 96) und Roger-Sommer (Abb. 97). Sie zeigen alle bis auf mehr oder minder belanglose Einzelheiten nahe den gleichen Aufbau.

Digitized by Google

Die beiden Tragflächen T_1, T_2 sind lotrecht übereinander angeordnet und durch ein brückenartiges Gerüst versteift. Zum Antrieb dient eine zweiblättrige Schraube, welche im Gegensatze zu den Einflächern an der Rückseite und nahe der unteren Tragfläche angeordnet ist. Bei der alten Wright-Type wurden zwei nebeneinander liegende Druckschrauben verwendet. In neuester Zeit werden auch die Wrightflieger nur mehr mit einer Schraube ausgerüstet. Ein besonderes Rumpfgerüste fehlt bei den Zweiflächern zumeist ganz. Der Motor M samt Ausrüstung, sowie die Sitze für den Führer und den Begleiter sind über der unteren Tragfläche angebracht. Die Organe für die Stabilisierung und Steuerung sowie das Anlaufgestell sind in ähnlicher Weise ausgebildet wie bei den Einflächern.

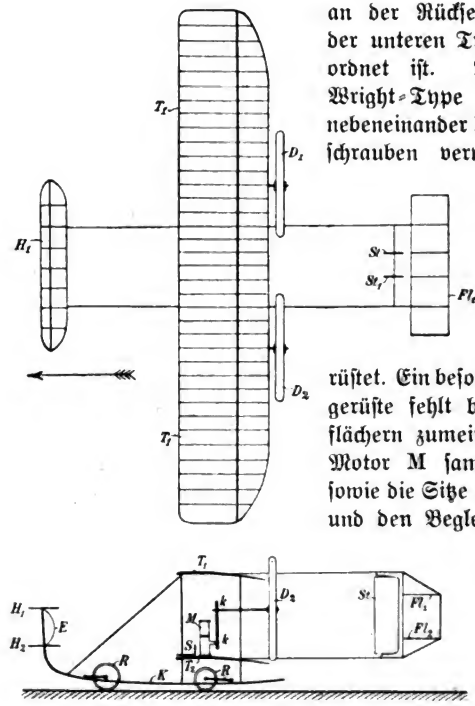


Abb. 93. Zweiflächer Bauart Wright.

Digitized by Google

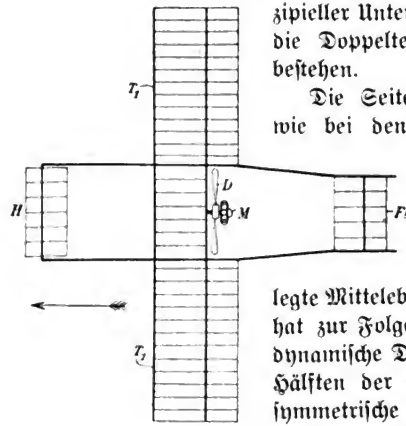
Das Seitensteuer St und die Längsstabilisierungsfläche Fl sind an einem nach rückwärts ausladenden brückenartigen Gestell angeordnet. Bei einzelnen Typen ist die Längsstabilisierungsfläche in zwei übereinander liegende Teile aufgelöst.

Abb. 94. Zweiflächer Bauart Wright.

Im Gegensatze zu den Einflächern ist das Höhensteuer H bei den Zweiflächern zumeist an der Vorderseite der Tragflächen angebracht. Diese Anordnung bedeutet aber keinen Vorteil gegenüber jener bei den Einflächern und erschwert die Steuerung, wenn die Längsstabilisierung und die Höhensteuerung, wie dies bei den Wrightfliegern in der ersten Bauart der Fall war, durch dieselbe Fläche bewirkt werden. Bei den späteren Typen wurde neben dem Höhensteuer an der Stirnseite

Digitized by Google

noch eine besondere Stabilisierungsfläche am Schwanzteil angefügt. Einzelne der neuesten Konstruktionen zeigen schon das Höhensteuer an der Rückseite der Tragfläche. Damit nähern sich die Zweiflächer auch im allgemeinen Aufbau immer mehr den Einflächern und als einziger prinzipieller Unterschied bleibt nur mehr die Doppelteilung der Tragfläche bestehen.



Die Seitenstabilisierung erfolgt wie bei den Einflächern dadurch, daß die Symmetrie der Tragfläche in bezug auf die lotrechte durch den Schwerpunkt gelegte Mittelebene gestört wird. Dies hat zur Folge daß auch der aerodynamische Druck gegen die beiden Hälften der Tragflächen eine unsymmetrische Verteilung erhält und der Mittelpunkt des aerodynamischen Druckes folglich nicht mehr in die durch den Schwerpunkt gelegte Lotlinie fällt. Die Tragfläche wird sich deshalb um ihren aerodynamischen Stützpunkt so lange drehen, bis der Schwerpunkt wieder in derselben Lotlinie liegt.

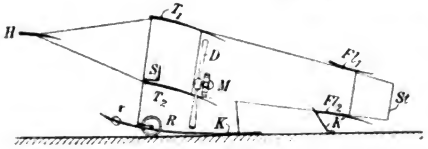


Abb. 95. Zweiflächer Bauart H Farman.

Die Unsymmetrierung der Tragfläche erfolgt nach dem Vorbilde von Wright, indem das Hinterende der oberen Tragfläche linker Hand des Fliegers durch Drahtseile nach

oben gezogen wird und gleichzeitig das Ende rechter Hand des Fliegers nach unten. Diese Verwindung vermehrt den aerodynamischen Druck gegen die rechte Seite und bewirkt eine Druckminderung gegen die linke Seite und damit eine Schiefstellung der Tragfläche. Statt der Verwindung der ganzen Tragfläche können, wie bei den Einflächern, auch bloß an der Rückseite angebrachte Lappen L_1, L_2 allein (Roger-Sommer) oder in Verbindung mit elastischen Hinterfäumen l_1, l_2 und s_1, s_2 (Euler) einseitig oder doppelseitig (links nach oben, rechts nach unten) verdreht werden. Wesentlich für die Seitenstabilisierung ist lediglich die Erzeugung einer Unsymmetrie des aerodynamischen Druckes in bezug auf die Lotebene durch den Schwerpunkt. Außer durch die Verwindung der ganzen Tragflächenhälften oder von Teilen derselben kann die erforderliche Unsymmetrie auch durch einseitige Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Tragfläche erzielt werden, oder durch deren Verschiebung in bezug

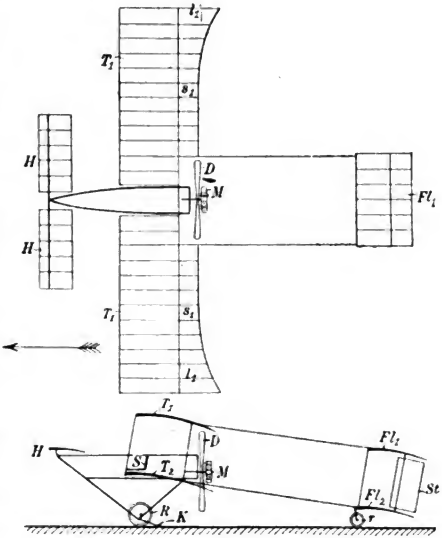
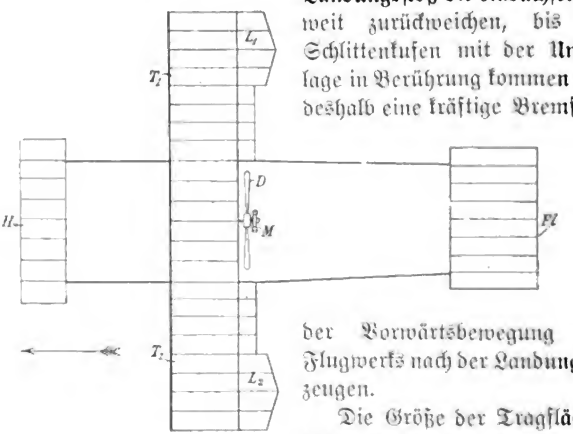


Abb. 96. Zweiflächer Bauart Euler.

Digitized by Google

auf den Schwerpunkt des ganzen Apparates zur linken oder rechten Hand des Fliegers.

Das Anlaufsgestell ist zumeist schlittenartig ausgebildet. Die Achse der Anlaufräder ist mit Schlittenkufen K elastisch verbunden. Die Federung ist derart bemessen, daß beim Landungsstoß die Radachsen soweit zurückweichen, bis die Schlittenkufen mit der Unterlage in Berührung kommen und deshalb eine kräftige Bremsung der Vorwärtsbewegung des Flugwerks nach der Landung erzeugen.



Die Größe der Tragflächen schwankt bei den Zweideckern in engen Grenzen, zwischen

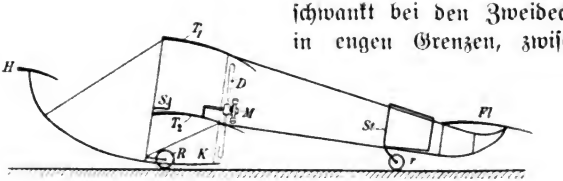


Abb. 97. Zweiflächer Bauart Roger-Sommer.

36 qm (Farman) und 48 qm (Wright). Der lotrechte Abstand der beiden Tragflächen ist bei allen vier Typen 2 m, ebenso die Breite überall gleich 2 m; auch die Klafterweite ist nahe dieselbe, bei Wright $12^1/_2$ m, bei den anderen Typen 10 m.

Digitized by Google

Ebenso groß ist die mittlere Länge der Apparate, sie ist 9 m bei Euler und $12^1/_2$ m bei Roger-Sommer. Zum Antrieb dient bei allen Typen ebenso wie bei den Einflächern ein Motor von 50 Pferdestärken. Bloß die Wright-Type hatte in der ersten Bauart einen Motor von bloß 30 Pferdestärken. Mit Ausnahme des Wrightfliegers, der in der alten Bauart durch zwei Schrauben angetrieben wurde, ist wie bei den beschriebenen Einflächern die Schraube unmittelbar auf die Motorwelle aufgesetzt und läuft deshalb mit deren Umdrehungszahl. Diese beträgt zumeist 1200 in der Minute. Die Wrightschen Doppelschrauber laufen infolge einer Kettenraduntersetzung bloß mit 400—450 Umdrehungen in der Minute. Die extremen Gewichtsunterschiede sind nahe ebenso groß wie bei den Einflächern. Das kleinste Eigengewicht hat die Euler-Type mit 360 kg, das größte der Farmanflieger mit 600 kg.

Die Höchstgeschwindigkeit wird bei allen vier Typen als gleich und zwar mit 18 m/sec angegeben; sie ist demnach dieselbe wie bei den beschriebenen Einflächern.

Neben der Kippgefahr zeigen die Drachenflieger in ihrer heutigen Entwicklung noch einen zweiten schweren Mangel gegenüber allen anderen Verkehrsmitteln zu Wasser und zu Lande. Es ist dies die sehr viel geringere Ökonomie (Wirtschaftlichkeit). Ein Maß für die Ökonomie einer Fortbewegungsart geben die Reibungszahlen bzw. die Gleitwinkel.

Denken wir uns die Unterlage (Straße), auf der ein Fahrzeug (Wagen, Schlitten) vom Gewichte G kg steht, gegen die Wagebene immer mehr geneigt, so wird bei einer gewissen Böschung φ unter dem Einflusse der Seitenkraft des Gewichtsdruckes $G \cdot \sin \varphi$ das Fahrzeug, wenn es nicht gestützt wird, in Bewegung geraten. Die Geschwindigkeit wird so lange wachsen, bis die Reibung auf der Unter-

Digitized by Google

lage gleich geworden ist der Zugkraft des Gewichtsdruckes $G \cdot \sin \varphi$. Die Böschung φ bezeichnen wir als Gleitwinkel des Wagens bzw. des Schlittens. Beim Flugschlitten (Drachenflieger) kann die Unterlage (Luft) wie die Straße als formstarr angesehen werden, sowie die Gleitgeschwindigkeit bei abgestelltem Motor gleich geworden ist der Schwebegeschwindigkeit des wagrechten Fluges. Es wirkt dann ebenso wie bei der Straße die Seitenkraft des Gewichtsdruckes $G \sin \varphi$ als Zugkraft.

Der in dieser Weise definierte Gleitwinkel gibt uns ein Maß für die erforderliche Zugkraft zur Erzielung des wagrechten Fluges und folglich auch ein Maß für die Wirtschaftlichkeit der Fortbewegungsart sowie einer bestimmten Bauart eines Fahr- oder Flugzeuges.

Auf Abb. 98 sind die charakteristischen Gleitwinkel des Wagens und Schlittens sowie der beschriebenen Ein- und Zweiflächer dargestellt. Die Abfahrt bzw. der Abflug des Fahrzeuges ist von dem Punkte zu denken, in dem sich die schiefen Gleitlinien schneiden. Alle Fahrzeuge hätten das gleiche Gesamtgewicht (einschließlich Bemannung, Nutzlast usw.) und ebenso sei die Gleitgeschwindigkeit bei allen dieselbe und gleich der wagrechten Schwebegeschwindigkeit des Flugschlittens (Drachenflieger). Wir brauchen dann die physikalische Verschiedenheit der Unterlage (Straße, Schneefläche, Luft) nicht mehr zu beachten.

Die atmosphärische Luft, deren Festigkeit (Kohäsion) so gering ist, daß selbst die leichteste Flaumfeder in sie einbricht (fällt), erhält bei der Verschiebung von geeigneten Vorrichtungen (Tragflächen), welche analog wirken wie Schneeschuhe, jede beliebige Einbruchsfestigkeit. Diese ist aber (im Gegensatz zur Straße) niemals größer als der Gewichtsdruck der Belastung. Bei der Straße ist die Festigkeit von der Belastung unabhängig und durch die Kohäsion der

Digitized by Google

Teilchen der festen Körper gegeben. Die Einbruchsfestigkeit der Luftstraße ist dagegen bloß eine potentielle, sie entsteht durch die Verschiebung der Tragfläche und kann bei genügend großer Stützfläche und entsprechender Verschiebungsgeschwindigkeit jeden beliebigen Wert erreichen. Da die Luftstraße außerordentlich viel glatter ist als die glatteste

Fahrzeug	α_k	φ	b
Wagen auf Granitpflaster	0,006	0° 2′	1 : 160
Schlitten auf Eisenkufen	0,02	1°	1 : 50
Wagen auf schlechter Straße	0,05	3°	1 : 20
Storch (Vogel)	0,07	4°	1 : 14
Zweidecker Wright	0,24	14°	1 : 4
Wagen auf Sand	0,30	16°	1 : 4
Eindecker Antoinette	0,31	17°	1 : 3
Zweidecker Farman	0,35	19°	1 : 3
Schlitten auf Holzkufen	0,38	21°	1 : 3
auf Holz- oder Steinbahn	0,41	22°	1 : 3
Zweidecker Roger-Sommer			
Eindecker Grade	0,50	27°	1 : 2
„ Etrich	0,53	28°	1 : 2
„ Blériot	0,55	29°	1 : 2
Zweidecker Euler	0,57	30°	1 : 2

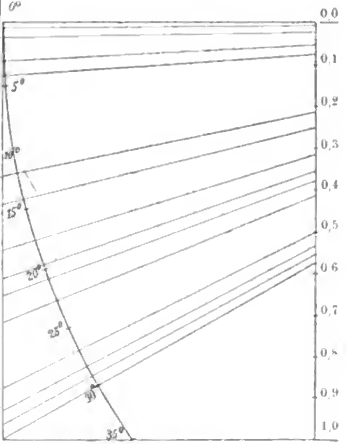


Abb. 98. Charakteristische Gleitwinkel von Fahr- und Flugzeugen.

Straße oder Eisbahn, sollte man erwarten, daß der Antrieb des Luftschlittens (Drachenfliegers) geringere Zugkräfte erfordert als der Wagen und Schlitten. Die Translationskoeffizienten α_k, welche die Antriebsarbeit pro 1 kg bei 1 m/sec Geschwindigkeit angeben, sind aber zufolge Abb. 99 bei den Drachenfliegern sehr viel größer als beim Wagen und Schlitten. Der Storch, ein recht guter Flieger, kommt bezüglich der Kraft-Ökonomie ersichtlich dem Wagen sehr nahe. Darin liegt zugleich ein zwingender Beweis, daß

Digitized by Google

die Konstruktion der bisher gebauten Tragflächen unzweckmäßig sein muß. Diese sind in erster Linie als Stützflächen etwa nach Art der Schneeschuhe (Skier) anzusehen und dementsprechend als Gleitflächen zu bauen, deren Stirnwiderstand möglichst gering ist. Vom Standpunkte der Kraftökonomie betrachtet, stellen unsere heutigen Drachenflieger noch recht klägliche Flugzeuge dar. Sie verdanken ihre Flugfähigkeit lediglich der ungeheuren Konzentrierung an Motorkraft. Die Flugmuskeln der Vögel leisten etwa $^1/_9$ Pferdestärken bezogen auf 1 kg Gewicht. Die Motoren der Drachenflieger geben die 6- bis 9fache Arbeit und wiegen bloß $1^1/_2$ bis 1 kg auf 1 Pferdestärke Leistung.

Die dritte Spalte in Abb. 99 gibt die Böschungszahlen b, d. i. die reziproken Werte von α_k. Wir entnehmen, daß die Böschungszahlen sich nur langsam ändern. Wir können demnach das Flugvermögen eines Drachenfliegers durch den Translationskoeffizienten α_k, den Gleitwinkel φ oder auch die Böschungszahl b kennzeichnen.

Theorie des aerodynamischen Fluges auf physikalisch-meteorologischer Grundlage.

Man hat bisher das Problem der Erzeugung eines aerodynamischen Auftriebes in ruhiger Luft zumeist nach der Verdrängungs- bezw. der Luftstoßtheorie behandelt.

Es sei F (m^2) der Inhalt einer ebenen quadratischen Platte, welche senkrecht zu ihrer Ebene mit der gleichförmigen Geschwindigkeit v (m/sec) durch ruhende Luft fortschreitet. Die bewegte Platte muß eine gewisse Luftmasse aus ihrer Bewegungsbahn „verdrängen". Wir setzen voraus, daß alle verdrängten Luftteilchen dabei die gleiche Geschwindigkeit annehmen, die wir gleich der Verschiebungs-

Digitized by Google

geschwindigkeit v der Platte setzen. Weiter nehmen wir an, daß die Dichte aller Luftteilchen im ganzen Verdrängungsraum dieselbe sei und gleich der Dichte γ (kg/m³) der umgebenden ungestörten Luft. Endlich setzen wir voraus, daß der Rauminhalt V_e der von der bewegten Platte „verdrängten Luftmasse" gleich sei dem von der Platte kinematisch, d. h. infolge ihrer Bewegung in der Zeiteinheit (1 sec) überstrichenen Raume V_p. Es ist also $V_p = F \cdot v = V_e$. Darnach wird das Gewicht der „verdrängten" Luft $V_e \cdot \gamma = F \cdot v \cdot \gamma$ und deren Masse $M = V_e \cdot \gamma/g = F \cdot v \cdot \gamma/g$. Zufolge der Voraussetzung wird in jeder Zeiteinheit einer anfänglich ruhenden Luftmasse M die Geschwindigkeit v erteilt.

Die Luftmasse M ist ursprünglich in Ruhe; am Ende der Zeiteinheit (1 sec) hat sie die Geschwindigkeit v angenommen. Die Masse M hat sonach in der Zeiteinheit die Geschwindigkeitsänderung $\frac{v-0}{1} = v$ (m/sec) erfahren. Wir nannten die Geschwindigkeitsänderung in der Zeiteinheit die Beschleunigung. Diese ist, wie wir sehen, am Ende der ersten Sekunde numerisch gleich dem Zahlenwerte der Endgeschwindigkeit v der „verdrängten" Luftmasse M. Um der Luftmasse M die Beschleunigung v zu erteilen, ist (zufolge 1) eine bewegende Kraft R nötig, welche wir proportional der beschleunigten Masse M und der Beschleunigung am Ende der Zeiteinheit, d. i. v setzen, also $R = M \cdot v$. Die bewegende Kraft R kann auf die Masse M nur ausgeübt werden, indem eine ihr gleiche und entgegengesetzt gerichtete Stützkraft W auftritt, welche wir im vorliegenden Falle den Luftwiderstand nennen. Zwischen der bewegenden Kraft R und dem Luftwiderstande W gilt also die Beziehung $R = M \cdot v = W$. Zufolge der gemachten Voraussetzungen ist $M = \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g}$ also $R = W = M \cdot v = \frac{F \cdot v^2 \cdot \gamma}{g}$. Wir erhalten demnach

Digitized by Google

für den Luftwiderstand gegen die quadratische Platte genau dieselbe Form, welche auf S. 66 (Gleichung 57) „abgeleitet" wurde. Da bei der Ableitung der Gleichung 57 auch auf die Vorgänge an der Rückseite der Platte (Saugwirkung) Rücksicht genommen wurde, in vorliegendem Falle aber nicht, kann die Übereinstimmung der Endresultate auch nur eine scheinbare sein. Dies erhellt sofort aus folgender Überlegung. Zufolge der gemachten Voraussetzungen werden die Luftteilchen vor der bewegten Platte mit der Geschwindigkeit v aus der Bewegungsbahn „verdrängt". Es steckt also in der pro Zeiteinheit (1 sec) verdrängten Luftmasse $M = F \cdot v \cdot \gamma/g$ die Bewegungsenergie

$$L = \tfrac{1}{2} M \cdot v^2 = \tfrac{1}{2} (M \cdot v) \cdot v = \frac{1}{2} W \cdot v.$$

Bei der Verschiebung der Platte F mit der Geschwindigkeit v (m/sec) entsteht der Luftwiderstand W (kg), dessen dauernde Überwindung pro Zeiteinheit (1 sec) die Arbeit $A = W \cdot v$ erfordert. Setzen wir voraus, daß Energieverluste infolge Reibung der Luftteilchen, also Umwandlung in Wärmeenergie nicht stattfinden, so müßte die zur Überwindung des Luftwiderstandes verbrauchte Arbeit A gleich sein der in der „verdrängten" Luftmasse steckenden Bewegungsenergie L, also

$$A = W \cdot v = (M \cdot v) \cdot v = M \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot M \cdot v^2 = L.$$

Nach dieser Gleichung müßte also $M = M/2$ sein, was nicht möglich ist. Die gemachten Voraussetzungen sind deshalb unzutreffend. Dieser Widerspruch hat v. Lößl veranlaßt, die „dynamisch wirksame" Masse gleich dem doppelten Betrage der kinematisch verdrängten Luftmasse zu setzen. Die aus der Bewegungsbahn „verdrängte" Luftmasse M sollte ihrerseits eine gleich große Masse M „verdrängen" und dieser die Geschwindigkeit v erteilen. Durch diese An-

Digitized by Google

nahme wird die Energiegleichung numerisch mit der Arbeitsgleichung zutreffend. Wir erhalten jetzt

$$L = \frac{1}{2} \cdot M \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g} \cdot v^2 = \frac{F \cdot \gamma \cdot v^3}{g} \cdot v = W \cdot v.$$

Es stimmt aber jetzt die Widerstandsgleichung nicht. Setzen wir in die Grundgleichung $W = M \cdot v$ für M denselben Wert wie oben ein, so wird

$$W = M \cdot v = 2 \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g} \cdot v = 2 \cdot \frac{F \cdot \gamma \cdot v^2}{g}.$$

Die von Lößl durch unmittelbare Messungen gefundenen Zahlenwerte des Widerstandes quadratischer ebener Platten genügen bei mäßigen Geschwindigkeiten der Gleichung $W = F \cdot \gamma \cdot v^2/g$. Die tatsächlich beobachteten Widerstände sind demnach nur die Hälfte so groß, als sie nach der oben gemachten Annahme sein sollten. Damit ist auch schon die physikalische Unhaltbarkeit der Annahmen, auf denen die Verdrängungstheorie aufgebaut ist, erwiesen. Die Platte F schreite nun unter einem Winkel α gegen ihre Ebene mit derselben Geschwindigkeit v durch ruhende Luft fort. Wir setzen den auftretenden Luftwiderstand R_α als Folge der „Verdrängung" der Luftmasse M_α mit der Geschwindigkeit v also $R_\alpha = M_\alpha \cdot v$. Nach den Messungen Lößls gilt für ebene quadratische Platten angenähert:

$$R_\alpha = \gamma/g \cdot F \cdot v^2 \cdot \sin \alpha.$$

Darnach wäre also, zufolge den Annahmen der Verdrängungstheorie, zu setzen $M\alpha = \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g} \cdot \sin \alpha = M \cdot \sin \alpha$. Bei nichtquadratischen Platten können wir für den Widerstand setzen:

$$R_\alpha = k \cdot \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g} \cdot v \cdot \sin \alpha$$

also

$$R_\alpha = k \cdot M \cdot v \cdot \sin \alpha = k \cdot M \sin \alpha \cdot v = M_\alpha \cdot v.$$

Digitized by Google

Darnach wäre beim schrägen Fortschreiten die dynamisch wirksame Masse zu setzen $M_\alpha = k \cdot M \cdot \sin \alpha$, und es würde $M_\alpha = k \cdot \frac{F \cdot v \cdot \gamma}{g} \cdot \sin \alpha = k \cdot F \cdot \sin \alpha \cdot \frac{v^2 \cdot \gamma}{g}$.

Die Größe $F \cdot \sin \alpha = F'$ ist die Projektion der Platte auf eine Ebene senkrecht zur Fortschreitungsrichtung. Wir erhalten also schließlich $M_\alpha = k \cdot F' \cdot \frac{v^2 \cdot \gamma}{g}$. Man kann die Größe $k \cdot F'$ nach F. W. Lanchester als „Reichweite" der Platte bezeichnet.

Wie beim senkrechten, wird auch beim schrägen Fortschreiten der Platte der wirklich gemessene Luftwiderstand größer gefunden als er zufolge der Verdrängungstheorie sein sollte. Die Platte „verdrängt" scheinbar mehr Luft, als ihrer Abmessung und dem überstrichenen Raume entspricht. Wir gewinnen schon dadurch den Eindruck einer Art Fernwirkung der bewegten Fläche. Diese zieht scheinbar mehr Luft in ihren Wirkungsbereich, als ihrer geometrischen Abmessung entsprechen würde. Zufolge der Voraussetzungen der Verdrängungstheorie müßte bei der Fortbewegung einer schräg zur Wagebene gestellten Platte von der Fläche F (m^2) und der Spannweite l (m) (senkrecht zur Bewegungsrichtung), welche mit der unveränderlichen Geschwindigkeit v (m/sec) durch ruhende Luft fortschreitet, einem Luftprisma von der Höhe $F \cdot \sin \alpha = F'$ (m), der Breite b (m) und der Länge v (m) in der Zeiteinheit (1 sec) eine Geschwindigkeitsänderung von 0 auf v erteilt werden.

Diese aus der Bewegungsbahn verdrängte Luftmasse verschwindet aber nicht aus der Atmosphäre. Sie muß deshalb, um Raum zu gewinnen, wieder andere Luftmassen „verdrängen"; diese werden dabei eine Gegenwirkung ausüben, welche sich infolge der allgemeinen Eigenschaften der Gase (leichte Beweglichkeit wegen der geringen inneren Reibung, gleichmäßige Fortpflanzung des

Digitized by Google

Druckes nach allen Richtungen) auf die bewegte Platte überträgt. Wie weit wird sich dieser Verdrängungsprozeß nun fortsetzen? Offenbar so weit, bis durch starre, mit der Erdkruste in starrer Verbindung stehende Abschlußwände der weiteren „Verdrängung" eine Grenze gesetzt wird. Derartige Grenzwände sind die feste Erdoberfläche und die von dieser aus sich erhebenden Gebirge. Die „Reichweite" jeder schräg zur Wagebene gestellten durch ruhende Luft verschobenen Platte erstreckt sich deshalb stets bis zur Erdoberfläche. Auf die Vorgänge über und hinter der bewegten Platte gibt die Verdrängungstheorie keine Auskunft. Sie ist schon aus diesem Grunde physikalisch nicht haltbar. Die Verdrängungstheorie nimmt weiteres auf die Atmosphäre als Ganzes keine Rücksicht und vermag deshalb auch keine Erklärung dafür zu geben, in welcher Weise schließlich der Gewichtsdruck des Flugkörpers auf die Erdkruste übertragen wird. Die Notwendigkeit einer derartigen kontinuierlichen Übertragung ist im aerostatischen Fall sofort ersichtlich. Wir durchschauen auch unmittelbar, daß der Gewichtsdruck eines in der Luft schwebenden Ballons durch Vermittlung der Elastizität der Atmosphäre auf die Erdkruste übertragen wird. Diese Übertragung muß aber auch im aerodynamischen Fall erfolgen. Die Verdrängungstheorie kann dafür keine Erklärung geben und ist deshalb für eine strenge physikalische Theorie des Fluges nicht brauchbar. Auf die Notwendigkeit der Übertragung des Gewichtsdruckes eines Flugkörpers auf die Erdkruste hat namentlich F. W. Lanchester ganz klar hingewiesen, ohne jedoch daraus die Konsequenzen für die Unhaltbarkeit der Verdrängungstheorie zu ziehen. Auch andere Forscher wurden auf gewisse Unstimmigkeiten der Verdrängungstheorie aufmerksam; sie ließen aber alle die spezifisch meteorologische Seite des Problems ganz außer acht. Dadurch mußte die

Digitized by Google

versuchte Lösung unvollständig und physikalisch nicht einwandfrei werden. Erst die Anwendung der von J. v. Hann zuerst zur Behandlung von Problemen der dynamischen Meteorologie angegegebenen Methode mittelst der barometrischen Flächen gleichen Druckes stellt die Flugtheorie auf eine einwandfreie physikalische Grundlage und macht auch die Probleme außerordentlich klar und durchsichtig.

In gleichtemperierter, ruhender atmosphärischer Luft verlaufen die Flächen gleichen barometrischen Druckes wagrecht und einander parallel. Der Gewichtsdruck der ganzen Luftsäule bis an die Grenze der Atmosphäre wird auf dem Festlande unmittelbar, auf den Meeren durch Vermittlung des Wassers auf die Erdrinde übertragen und durch deren Kompression und elastische Deformation aufgehoben. Die unterste, der Erdoberfläche direkt auflagernde Luftschicht wird so weit komprimiert, daß ihre Spannung dem Gewichtsdrucke der ganzen darüber lastenden Luftsäule gerade das Gleichgewicht hält. Wegen der gleichförmigen Fortpflanzung des Druckes in Gasen sind auch die wagrechten Druckkomponenten nach allen Richtungen des Raumes von gleicher Größe und stützen sich wegen der kugelförmigen Oberfläche der Erde gegenseitig ab. Mit zunehmender Erhebung wird die Länge der drückenden Luftsäule geringer, ihr Gewichtsdruck nimmt deshalb ab; im selben Maße kann auch die Spannung kleiner werden, welche dem Gewichtsdrucke der restlichen Luftsäule das Gleichgewicht hält. Durch die von oben nach unten stetig zunehmende elastische Spannung der aufeinander folgenden Luftschichten wird in dieser Weise der Gewichtsdruck der ganzen Atmosphäre schließlich auf die Erdkruste übertragen.

Wir können die atmosphärische Luft einer Stütze aus einem formstarren Körper, welche mit einem Gewicht be-

Digitized by Google

lastet wird, vergleichen. In beiden Fällen wird der Gewichtsdruck durch Vermittlung der geweckten elastischen Gegenkräfte der Stütze auf die Erdkruste übertragen. Zwischen der formstarren Stütze und der atmosphärischen Luftsäule besteht aber der prinzipielle Unterschied, daß die Festigkeit jeder formstarren Stütze schon durch die Kohäsion der Teilchen unveränderlich bestimmt ist. Soll die Stütze nicht zerdrückt werden, so darf die Belastung pro Flächeneinheit die Flächenbelastung, den durch die Druckfestigkeit des Baustoffes begrenzten Wert nicht überschreiten. Die Festigkeit der Luftsäule paßt sich dagegen stets der Flächenbelastung an und kann jeden beliebig großen Wert erreichen. Soll die belastete Luftsäule nicht einbrechen, so darf die Flächenbelastung den durch das normale Druckgefälle der ruhenden Athmosphäre gegebenen Grenzwert nicht überschreiten. Würde die Flächenbelastung größer, so müßte die Luftsäule stärker gespannt werden, als dem normalen Druckgefälle entspricht, um den Gewichtsdruck der Belastung mehr dem Gewichtsdrucke der darüber lagernden Luftsäule aufzuheben. Infolge dieser Drucksteigerung würde auch der Druck in wagrechtem Sinne größer werden. Da dieser aber nicht durch eine Gegenspannung aufgehoben wird und die innere Reibung der Luft so gering ist, daß schon bei außerordentlich geringen Druckunterschieden im selben Niveau eine Verschiebung der stärker gespannten Luftteilchen in der Richtung des Druckgefälles eintritt, müßten die stärker gedrückten Luftpartien nach allen Seiten abströmen; die Luftsäule würde sich verhalten wie ein über seine Druckfestigkeit beanspruchter plastischer Körper (z. B. Ton, Lehm), sie würde gleichsam breit gequetscht werden. Eine weitere Bedingung dafür, daß eine belastete Luftsäule nicht einbricht, ist also die Erzeugung eines Druckgefälles, welches geringer ist als das natürliche in der ruhenden Atmosphäre vorhandene.

Digitized by Google

Bezeichnet F die als eben vorausgesetzte, wagrecht gelagerte Tragfläche eines Körpers in m^2, t die Flächenbelastung in kg pro 1 m^2, so ist die Belastung der Luftsäule $F \cdot t$ (kg). Soll der Körper in die Luft nicht einbrechen, so muß der Gegendruck der gespannten Luftsäule ebenso groß sein. Ist p (kg/m^2) der Druck der gespannten Luftsäule in der Höhe der Stützfläche, so wird der Gegendruck $F \cdot p$ (kg/m^2). Je nachdem $t \lessgtr p$ ist, wird der Körper in die unter ihm liegende Luftsäule einbrechen, auf ihr schwebend ruhen oder durch den Überdruck der gespannten Luftsäule gehoben werden, also aufsteigen.

Da bei normaler Druckschichtung in ruhender, gleichtemperierter Atmosphäre die Spannungsabnahme nach oben gleich ist der Verringerung des Gewichtsdruckes der überlagernden Schichten, kann die gespannte Luftunterlage nur Körper tragen, also am Niedersinken hindern, welche das gleiche oder ein geringeres Druckgefälle (kleineres spezifisches Gewicht) als sie selbst besitzen.

Alle bekannten festen Körper haben erfahrungsgemäß ein größeres Druckgefälle als die atmosphärische Luft und können deshalb in dieser nicht in Schwebe bleiben. Auch die leichteste Flaumfeder sinkt in ruhender Luft dauernd ein. Wir folgern daraus: Soll ein Körper in ruhender Luft in Schwebe bleiben, so muß er eine Störung des normalen statischen Druckgefälles der Atmosphäre bewirken.

Wir bringen über der als wärmeundurchlässig angenommenen Tragfläche eine Wärmequelle an. Es steigt die Temperatur und damit auch die Spannung der überlagernden Luftsäule. Diese dehnt sich nach oben und nach den Seiten aus. Die Flächen gleichen Druckes heben sich. Das Druckgefälle wird kleiner als in der umgebenden nicht angewärmten Atmosphäre und an der Unterseite der Trag-

Digitized by Google

fläche. Der Druck an der Oberſeite der Tragfläche p_o entſpricht nicht mehr dem Gewichte der überlagernden Luftſäule, ſondern iſt um Δp kleiner geworden. In der Tragfläche tritt demnach ein Druckſprung ein. Der Druck ſinkt von p_u an der Unterſeite auf p_o an der Oberſeite der Tragfläche. Die Tragfläche erfährt ſonach einen Auftrieb $F \cdot \Delta p = F \Delta_p = F \cdot (p_u - p_o)$ (kg/m²).

Das Druckgefälle der Atmoſphäre in der Umgebung der Tragfläche ſei Δt. Je nachdem $\Delta p \lessgtr \Delta t$ iſt, wird die Tragfläche einſinken, in Schwebe bleiben oder nach oben getrieben werden.

Die Erwärmung der Luft bedingt den fortdauernden Aufwand von Wärmeenergie. Die äquivalente mechaniſche Arbeit bezeichnen wir als Schwebearbeit. In der ruhenden, gleichtemperierten Atmoſphäre nimmt die Flächenbelaſtung, entſprechend dem Luftdruck, alſo der barometriſchen Höhenſtufe, ab. Dieſe iſt bei der Erhebung vom Meeresniveau rund 10,5 m. Die barometriſche Druckabnahme um 1 mm Queckſilber entſpricht einer Abnahme der Flächenbelaſtung um 13,59 (kg/m²). Werden alſo durch Anwärmung (oder durch andere ſpäter zu beſchreibende Verfahren) die Flächen gleichen Druckes um 10,5 m gehoben, ſo kann dadurch ein Körper, deſſen Flächenbelaſtung gleich 13,59 (kg/m²) iſt, gerade in Schwebe gehalten werden.

Wir denken uns die erwärmte Luft durch eine wärmeundurchläſſige Hülle von der umgebenden Atmoſphäre getrennt. Dadurch wird der Abfluß der erwärmten Luft nach oben und nach den Seiten gehemmt und eine Vermiſchung mit der umgebenden Luft gehindert. Dies bedeutet eine Verminderung des zur Anheizung erforderlichen Brennmaterials und ſomit auch der Schwebearbeit. Die Abgrenzung der angewärmten Luft durch eine diathermane

Digitized by Google

Hülle (Ballon) bedingt aber auch eine Störung des Drucksystems. Die Flächen gleichen Druckes liegen in der angewärmten Luft höher als in der umgebenden Atmosphäre. Es entsteht sonach in der Hülle ein Drucksprung entsprechend dem Temperaturunterschied. Wir entnehmen, daß in einem Ballon von 10,5 m Höhe die Hebung der Flächen gleichen Druckes immer unter diesem Betrage bleiben muß. Eine Hebung der Flächen gleichen Druckes um 10,5 m würde ja die Erzeugung eines völlig luftfreien Raumes bedingen und ist deshalb auch bei der stärkstmöglichen Anwärmung nicht erreichbar.

Statt durch Anwärmung kann die Luftverdünnung auch durch Verschiebung der Tragfläche lotrecht nach unten erzielt werden. An der Unterseite entsteht dabei gleichzeitig eine Luftverdichtung, wodurch der Drucksprung in der Tragfläche erhöht wird. Einem Überdruck von 1 mm Quecksilbersäule oder $13 \cdot 59$ mm Wassersäule entspricht zufolge der Ausführungen S. 64 eine maximale Abströmgeschwindigkeit von 14,4 m/sec. Bewegt sich die Tragfläche bei gehobenem Vorderrand mit dieser Geschwindigkeit wagrecht durch ruhende Luft, so kann die der Stirnseite vorgelagerte Luft der Spannung durch Abströmen sich nicht entziehen, ebenso kann an der Rückseite durch die nachströmende Luft die eintretende Luftverdünnung nicht verhindert werden.

Es entsteht deshalb zwischen der Unter- und der Oberseite der Tragfläche ein Drucksprung von 2 mm Quecksilber, gleich $2 \cdot 13{,}59 = 27{,}18\,\mathrm{kg/m^2}$. Die Flächen gleichen Druckes werden also an der Unterseite der Tragfläche um 1 mm Quecksilber oder 10,5 m gehoben, an der Oberseite um ebensoviel gesenkt. Die unter der bewegten Tragfläche liegende Luft ist dichter, als ihrer Höhe über dem Meeresniveau entsprechen würde, ebenso die hinter der Tragfläche befindliche Luft dünner als in gleicher Höhe in der ungestörten Atmosphäre. Die

Digitized by Google

Verschiebung der Tragfläche bedingt eine Spannung der Luftschichten, über welche sie hingleitet und eine Entspannung der an der Rückseite liegenden Luftpartien. Das natürliche Druckgefälle der Atmosphäre wird an der Unterseite der Tragfläche vermindert, an der Oberseite erhöht. In der Tragfläche entsteht deshalb ein Drucksprung. Ist dieser gleich der Flächenbelastung des Flugkörpers, so wird dessen Gewichtsdruck aufgehoben und durch die gespannte Luft auf die Erdkruste übertragen.

Einer Druckdifferenz von 2 mm Quecksilber entspricht eine Abströmungsgeschwindigkeit der gespannten Luft von rund 20,3 m/sec. Wird die Tragfläche mit dieser Geschwindigkeit verschoben, so kann die unterhalb verdichtete Luft nicht nach vorne abströmen, wohl aber nach den beiden Seiten. Dadurch wird eine Verminderung der Tragkraft bedingt. Um diesen Verlust so klein als möglich werden zu lassen, sind bei den großen Meeresfliegern die Flügel sehr lang und schmal mit scharfen Spitzen; bei den größeren Landvögeln, insbesondere den Seglern, werden die Schwungfedern weit auseinander gespreizt, um die hinteren Endkantenfläche zu einem Minimum zu machen.

Die bewegte Tragfläche bringt eine Diskontinuität in die natürliche Druckverteilung. Das Druckgefälle wird auf der Unterseite vermehrt, auf der Oberseite vermindert. Die Luftsäule auf der Unterseite wird über den Druck der ungestörten, in gleichem Niveau liegenden, atmosphärischen Schichten gespannt, die der Oberseite anliegende Luft entspannt. Die Flächen gleichen Druckes heben sich vor der bewegten Tragfläche und senken sich hinter dieser wieder. An der Rückseite ist das Gefälle entgegengerichtet. Die Flächen gleichen Druckes senken sich gegen den Vorderrand und steigen vom Hinterrande wieder auf. Vom Vorderrande und vom Hinterrande laufen Diskontinuitätsflächen in

Digitized by Google

wagrechter Richtung aus. Da sich lokale Verdichtungen und Verdünnungen in der freien Atmosphäre mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, wird man als Grenze der Diskontinuitätsfläche vom Vorderrande bzw. Hinterrande der Tragfläche eine Strecke von je rund 330 m annehmen können. Die wagrechte Verschiebung der Tragfläche bewirkt an der Unterseite eine Hebung, an der Oberseite eine Senkung der Flächen gleichen Druckes. Mit zunehmender Entfernung von der Tragfläche nach oben und unten wird die Hebung bzw. Senkung der Flächen gleichen Druckes immer geringer werden und in einer Distanz, welche wir wieder durch die Schallgeschwindigkeit, also mit rund 330 m/sec abgrenzen können, wird die Störung schließlich unmerklich werden.

Beträgt die Hebung der Flächen gleichen Druckes 10,5 m, so darf die Flächenbelastung nicht größer als $2 \cdot 13{,}59 = 27{,}18\ \mathrm{kg/m^2}$ sein und die Verschiebungsgeschwindigkeit darf nicht kleiner als 14,4 m/sec werden. Der günstigste Fall wird dann vorhanden sein, wenn die Schiefe der Tragfläche, d. h. deren Neigungswinkel ε gegen die Wagrechte gerade dem Gefälle der vom Stirnrande ausgehenden Fläche gleichen Druckes entspricht. Da, wie bemerkt, die Störung sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet, folgt im vorliegenden Beispiele das Gefälle der Fläche gleichen Druckes aus $\mathrm{tg}\,\varepsilon = 10{,}5/330 = 0{,}032$ und daraus $\varepsilon = 1^0\,50'$. Hat die Tragfläche diese Neigung gegen die Wagrechte, so können sich die an der Stirnseite gespannten Luftschichten an dem Hinterrande wieder entspannen, ohne daß eine wirbelnde Bewegung zurückbleibt. Der umgekehrte Fall tritt an der Oberseite ein. Die vom Hinterrande herabgezogenen Flächen gleichen Druckes steigen vom Vorderrande aus wieder auf, ohne daß die Spannungsenergie der Luftschichten in kinetische Energie umgesetzt wird. Die gesamte Schwebearbeit reduziert sich in diesem Falle auf die Stirn-

Digitized by Google

niederstandsarbeit infolge der Schiefe der Tragfläche und die Reibungsarbeit, welche beim Hingleiten der Tragfläche über die an der Unterseite verdichteten, an der Oberseite verdünnten Luftschichten zu leisten ist. Ist μ der Koeffizient der inneren Reibung der atmosphärischen Luft und $2\,F\,(m^2)$ die Oberfläche (Unterseite + Oberseite) der Tragfläche, so wird die zur Überwindung der Reibung bei der Geschwindigkeit V (m/sec) erforderliche Kraft P gegeben durch $P = \mu \cdot 2\,F \cdot V$ (kg) und die zu leistende Arbeit pro Zeiteinheit $A_1 = P \cdot V = \mu \cdot 2\,F \cdot V^2$ (mkg/sec). Beträgt die Flächenbelastung p (kg/m²), so wird das Gesamtgewicht des Flugkörpers $G = F \cdot p$ (kg) und die spezifische Reibungsarbeit, d. i. die Arbeit pro Gewichtseinheit $s_1 = A_1/G = \mu \cdot 2\,F \cdot V^2/F \cdot p = 2\,\mu \cdot V^2/p$ (mkg/sec). Im vorliegenden Beispiel haben wir demnach $s_1 = 2 \cdot \mu \cdot 14 \cdot 42/27 \cdot 18 = 15 \cdot 2 \cdot \mu$.

Bei reibungsfreier Luft würde die Abweichung δ der Mittelkraft des ärodynamischen Druckes von der Lotlinie gleich sein der Schiefe ε der Tragfläche also $\delta = \varepsilon$. Die Überwindung der wagrechten Komponente R der Mittelkraft des ärodynamischen Druckes erfordert pro Zeiteinheit die Leistung der Arbeit $A_2 = R \cdot V = G \sin \delta \cdot V$, deshalb wird die spezifische Schwebearbeit $s_2 = A_2/G = \sin \delta \cdot V$. Da δ und ε kleine Winkel ($< 5^0$) sind können wir setzen $\sin \delta = \operatorname{tg} \delta$ und wegen $\delta = \varepsilon$ wird $s_1 = \operatorname{tg} \varepsilon \cdot V$. Im gerechneten Beispiel war die Flächenbelastung $p = 2 \cdot 13{,}6\,\varrho = 27{,}2$ kg/m²; die erforderliche Hebung der Flächen gleichen Druckes fanden wir zu 10,5 m und damit wurde $\operatorname{tg} \varepsilon = 10{,}5/330 = 0{,}032$. Für V erhielten wir 14,4 m/sec. Damit wird $s_2 = \operatorname{tg} \varepsilon \cdot V = 0{,}032 \cdot 14{,}4 = 0{,}46$ mkg/sec. Mit einer Arbeit von 75 mkg/sec = 1 Pferdestärke könnten wir unter diesen Voraussetzungen also $75 : 3{,}46 = 163$ kg dauernd in Schwebe halten.

Die Geschwindigkeit, mit welcher sich ein Flugkörper bei gegebener Flächenbelastung bewegen muß, wenn ein Abströmen der gespannten Luft nach vorn verhindert werden soll, nennen wir die „ökonomische" Schwebegeschwindigkeit V_k. So lange $V < V_k$, strömt die verdichtete Luft zum Teil nach vorn ab, was einen Verlust bedeutet, wird $V > V_k$, so kann die Tragkraft der verdichteten Luft nicht lange genug ausgenutzt werden, was gleichfalls einen Verlust bedeutet; V_k stellt also einen kritischen Grenzwert der Schwebegeschwindigkeit dar, wenn die Ökonomie den größtmöglichen Wert erreichen soll.

Bezeichnet h (m) die Hebung der Flächen gleichen Druckes, so ist die Abströmungsgeschwindigkeit der gespannten Luft und damit die ökonomische Schwebegeschwindigkeit V_k bestimmt aus $V_k = \sqrt{2g \cdot h} = \sqrt{2g \cdot 10{,}5\ \Delta B}$ (m/sec), wenn ΔB den barometrischen Druckunterschied in Millimetern Quecksilber bedeutet. Ist p $(kg/m)^2$ die Flächenbelastung der Tragfläche, so wird zufolge der vorausgehenden Überlegungen der Drucksprung an der Tragfläche gleich $2\ \Delta B$ (mm) und damit die Flächenbelastung $2\ \Delta B \cdot 13{,}59$ (kg/m^2). Die spezifische Schwebearbeit wird danach

$$s_1 = 2\,\mu\, V^2/p = 2\,\mu \cdot 2\,g\ 10{,}5\ \Delta B/2 \cdot \Delta B \cdot 13{,}59$$
$$= \mu \cdot 2\,g \cdot 10{,}5/13{,}59.$$

Ersetzen wir die barometrische Höhenstufe 10,5 (m) durch 13,59/1,293, so wird schließlich $s_1 = \mu \cdot 2\,g/1{,}293 = 15{,}17 \cdot \mu$. Wir erhalten daraus das überraschende Resultat, daß die spezifische Schwebearbeit unabhängig ist von der Flächenbelastung und von der Schwebegeschwindigkeit und außer dem spezifischen Gewichte und der Schwerebeschleunigung bloß noch eine Funktion der inneren Reibung der atmosphärischen Luft ist. Voraussetzung dabei ist, daß durch die Verschiebung der Tragfläche weder auf deren Unterseite

Digitized by Google

in der gespannten, noch an deren Oberseite in der sich entspannenden Luft Wirbelung erregt wird und der durch den seitlichen Abfluß der gespannten Luft bewirkte Verlust vernachlässigt werden kann. Messungen über die „kritische" Geschwindigkeit, bei welcher die Verschiebung einer Tragfläche durch ruhende Luft Wirbelung erregt, liegen nicht vor. Es scheint, daß die kritische Geschwindigkeit mit der ökonomischen Fluggeschwindigkeit zusammenfällt. Für Flächenbelastungen von 13—27 kg/m² müßte danach, falls diese Annahme zutrifft, die kritische Geschwindigkeit zwischen 10—14 m/sec liegen. Wäre die kritische Geschwindigkeit kleiner, so würde die entstehende Turbulenz einen Verlust an Tragkraft bedeuten. Mangels experimenteller Daten läßt sich die Änderung der Schwebearbeit in Funktion der kritischen Geschwindigkeit und ebenso der ökonomischen Geschwindigkeit nicht darstellen. Auch der günstigste Neigungswinkel läßt sich nicht genauer bestimmen. Der oben für die Flächenbelastung von 27 kg/m², entsprechend einer ökonomischen Geschwindigkeit von 14 m/sec, angegebene Wert von 1° 50′ stellt bloß einen oberen Grenzwert dar. Da nicht bloß die der Tragfläche unmittelbar anliegende Fläche gleichen Druckes, sondern auch die tiefer liegenden bis an die Grenze der Reichweite liegenden abgelenkt werden, wird die wirkliche Hebung der Flächen gleichen Druckes im Mittel sehr viel kleiner sein als 1° 50′. Die gefundenen Zahlen geben aber immerhin einen Maßstab für die Größenordnung.

Wir nahmen bisher an, die Kraft, welche zur Überwindung der Reibung erforderlich ist, wachse proportional der Verschiebungsgeschwindigkeit. Vollkommen einwandfreie für flugtechnische Zwecke brauchbare Messungen der Luftreibung liegen bisher nicht vor. Am zuverlässigsten scheint die Bestimmung mit schwingenden Platten von

Digitized by Google

A. Frank zu sein. Dieser fand, daß eine Fläche von 236 m^2 erst denselben Widerstand infolge der Luftreibung gibt wie eine ebene Fläche von 1 m^2, die senkrecht zu ihrer Ebene mit derselben Geschwindigkeit in ruhender Luft verschoben wird. Daraus folgt der Wert des Luftreibungskoeffizienten zu rund 0,00048. Infolge dieses sehr geringen Betrages des Reibungskoeffizienten erhalten wir noch immer außerordentlich geringe Beträge der Reibungsarbeit, selbst wenn wir den extremen Fall annehmen, daß der Reibungswiderstand wie der aërodynamische Widerstand proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit, also v^2 wächst. Wir hätten dann in unserem Beispiele $s'_1 = 15{,}2 \cdot \mu \cdot 14{,}4 = 15{,}2 \cdot 0{,}00048 \cdot 14{,}4 = 0{,}0073 \cdot 14{,}4 = 0{,}105$ mkg/sec. Für die aërodynamische Schwebearbeit s_2 fanden wir den Wert 0,46 mkg/sec. Also selbst in diesem extremsten Fall, der eine obere Grenze für die Reibungsarbeit darstellt, beträgt diese noch immer weniger als $^1/_4$ der aërodynamischen Schwebearbeit. Unsere ungenügende Kenntnis der genauen Form des Reibungsgesetzes ist also praktisch von geringem Einfluß.

Wir entnehmen aus den vorausgehenden Überlegungen, daß eine ganze Reihe von kritischen Größen beachtet werden müssen, wenn die spezifische Schwebearbeit einer Tragfläche so klein als möglich werden soll. Es kann, wenn die Ökonomie einen größtmöglichen Wert erreichen soll, weder die spezifische Flächenbelastung und damit das Gewicht des Apparates, die Größe der Tragfläche, noch deren Schiefe beliebig geändert werden; ebenso muß die Fluggeschwindigkeit einen bestimmten, durch die Abströmungsgeschwindigkeit der gespannten Luft gegebenen Wert besitzen. Einen Überblick über die Größenordnung der in Betracht kommenden Werte geben folgende Zusammenstellungen:

Digitized by Google

Flächenbelastung kg/m²	13,6	27,2	54,4
Ökonomische Fluggeschwindigkeit m/sec	10,0	14,4	20,3
Barometrischer Drucksprung an der Tragfläche in mm Quecksilber	1	2	4
in Atmosphären . .	0,0013	0,0026	0,0052
Hebung der Flächen gleichen Druckes m	5,2	10,5	21,0
Schiefe der Tragfläche	1°	1°50	3° 40′
$tg\ \delta = tg\ \varepsilon = \sin\ \delta$	0,017	0,032	0,064
$s'_1 = 15{,}2 \cdot \mu \cdot V$	0,17	0,46	1,30
Getragene Last pro 1 Pferdestärke = 75 mkg/sec bezogen auf s'_1 .	440	160	60
$s_2 = \sin\ \delta \cdot V$	0,07	0,11	0,15
Getragene Last pro 1 Pferdestärke = 75 mkg/sec bezogen auf s_2 .	1070	680	500
$s = s'_1 + s_2$ (mkg/sec)	0,24	0,57	0,45
Getragene Last pro 1 Pferdestärke 75 mkg/sec bezogen auf $s = s'_1 + s_2$	310	130	50

Eine Tragfläche, deren Flächenbelastung 27,2 oder in runder Zahl 30 (kg/m²) beträgt, müßte danach, wenn die Schwebearbeit ihren Kleinstwert erreichen soll, mit der Geschwindigkeit von 14,4 oder rund 15 (m/sec) fliegen; dabei müßte die Tragfläche eine Schiefe von 1° 50′ oder rund 2° besitzen. Weiter ist vorausgesetzt, daß die Dicke der Tragfläche verschwindend klein sei. Bei wirklich ausgeführten Flugvorrichtungen läßt sich obige Bedingung nicht erfüllen. Die Tragfläche hat bei diesen in den bisherigen Bauarten immer eine sehr beträchtliche Dicke. Bei der Vorwärtsbewegung erzeugt deshalb die Oberseite einen schädlichen Luftwiderstand, der geschwindigkeitsvermindernd wirkt und somit die erforderliche Antriebsarbeit vermehrt. Weiters

Digitized by Google

erfährt auch der Rumpf des Flugwerks einen schädlichen Stirnwiderstand, welcher verzögernd wirkt. Beide Umstände (Stirnwiderstand der Tragflächen und Rumpfwiderstand) wirken im Sinne einer Vergrößerung der Flächenbelastung, also einer Erhöhung der Schwebegeschwindigkeit. Die Schiefe der Tragfläche muß deshalb über den kritischen Winkel vergrößert werden, weil sonst das Flugzeug nicht in den Schwebezustand gebracht werden könnte. Dies bedeutet aber einen Arbeitsverlust. Die Tragfläche muß stark aufgedreht und nach oben gewölbt werden. Dadurch wird die ungestörte Ausbildung des beschriebenen Systems der Flächen gleichen Druckes auf der Unter- und der Oberseite des Tragdeckes verhindert. Ein Teil der potentiellen Energie der gespannten bzw. entspannten Luftmassen wandelt sich in kinetische Energie um, also in Wind. Dieser stößt gegen die Unterseite der Tragfläche und erzeugt auf diese Weise erst indirekt die Tragkraft. Da eine Rückverwandlung des hinter der Tragfläche abströmenden Windes in Spannungsenergie nicht mehr erfolgt, stellt die gesamte in dieser Abluft steckende kinetische Energie einen nutzlosen Arbeitsverlust dar, was eine sehr erhebliche Vergrößerung der theoretischen Schwebearbeit zur Folge hat. Das Kennzeichen einer guten Tragfläche liegt also darin, daß sie so wenig als möglich Wind erzeugt. Wir folgern weiter, daß eine den Forderungen der Theorie für den Flug durch windstille Luft angepaßte Tragfläche möglichst dünn und beiderseits eben sein muß. Die Tragfläche soll lediglich einen Gleitschirm bilden, der mit der geringstmöglichen Störung des natürlichen lotrechten Druckgefälles der Atmosphäre und ohne Wirbel- und Windbildung durch die Luft gleitet. Als notwendige Bedingung muß die Erfüllung der die in der Zusammenstellung S. 217 angegebenen kritischen Größen (der Flächenbelastung, der Schiefe und der Fluggeschwindigkeit) angesehen werden.

Digitized by Google

Die derzeit gebrauchten Drachenflieger sind von diesem theoretischen Ideal freilich noch weit entfernt. Da man die Tragflächen bisher nicht als Gleitflächen angesehen hat, sondern wie Turbinenschaufeln behandelte, meinte man den gekrümmten Flächen den Vorzug vor den ebenen geben zu müssen. Auch unter den Vögeln haben die schlechtesten Gleiter und damit auch die unökonomischesten Flieger wie die Hühner, die Trappe usw. stark gewölbte Flügel, die besten Gleiter und ausdauernsten Segler wie der Albatros und der Sturmvogel haben dagegen nahezu ebene, schwertförmige Flügel.

Die beim Drachenflieger obwaltenden Verhältnisse und die praktische Bedeutung der genannten kritischen Größen werden vielleicht durch folgenden Vergleich anschaulicher werden. Wenn wir an einem Wagen die Bremsklötze anziehen, wird die Zugkraft vermehrt werden müssen, wenn wir die gleiche Last befördern wollen. Ein Eskimo, der noch niemals einen Wagen gesehen hat und dessen Mechanismus nicht kennt und dem deshalb bloß die Vorstellung des Schlittens geläufig ist, könnte zum Schlusse verleitet werden, der gebremste Wagen sei eben auch nichts weiter als ein eigenartiger „Schlitten". Wie durch das bloße Anziehen der Bremsen aus dem Wagen ein Fahrzeug wird, das zum Transport von Lasten über Land die drei- bis fünffache Antriebskraft erfordert, ebenso wird aus einem Drachenflieger, bei dem die angegebenen kritischen Werte nicht zutreffen, zu dem so unökonomischen „Luftschlitten", den unsere heutigen Typen noch darstellen. Es ergeben sich daraus die erfreulichsten Ausblicke für die weitere Entwicklungsmöglichkeit der Flugwerke. Auch der uralte Traum der Menschheit, die Idee des persönlichen Kunstfluges, beginnt einen Teil ihrer bisherigen Schemenhaftigkeit zu verlieren.

Digitized by Google

Schlußbetrachtungen.

Der Gasballon leidet an dem Nachteil, daß Aufstiege bloß an Orten erfolgen können, an denen eine Gasanstalt vorhanden ist und daß das kostspielige Füllgas nur für eine Fahrt verwendet werden kann, da man es bei der Landung in die Atmosphäre ausströmen läßt. Dadurch werden die Fahrten im Gasballon derzeit noch ein sehr kostspieliges Vergnügen. Es ist deshalb sehr erfreulich, daß es in jüngster Zeit französischen und deutschen Luftschiffern gelungen ist, den schon nahe ein Jahrhundert lang toten Heißluftballon zu neuem Leben zu erwecken. Die Herstellung von wirksamen Heizvorrichtungen mit Petroleum oder Benzin als Brennmaterial ermöglicht, einen Ballon, der imstande ist, mehrere Personen zu tragen, samt Ausrüstung innerhalb einer halben Stunde und weniger zum Aufstieg zu bringen. Da die Hülle eines Heißluftballons nicht so sorgfältig gedichtet werden muß wie beim Gasballon und gewöhnliche starke Leinwand hinreichend ist, werden die Baukosten außerordentlich herabgedrückt; dazu kommt weiter, daß der Betrieb nur einen verhältnismäßig geringen Verbrauch von Brennmaterial erfordert. Die Sicherheit der Luftschiffer ist im Heißluftballon moderner Herstellungsart nicht geringer, sondern eher noch größer als im Gasballon, da das brennbare und explosive Füllgas (Leuchtgas, Wasserstoff) wegfällt. Der Aufstieg des Heißluftballons kann von jedem beliebigen, sonst geeigneten Platze aus erfolgen, ohne daß man an Orte mit Gasanstalten gebunden wäre. Erst der Heißluftballon wird der Luftschiffahrt jene weitestgehende Verbreitung sichern, welche notwendig ist, wenn diese ein Kulturfaktor von allgemeiner Bedeutung werden und nicht bloß ein Vergnügungsmittel für die wohlhabenden Kreise bleiben soll.

Digitized by Google

Das Ideal der Luftschiffahrt müssen wir freilich in dem persönlichen Kunstflug nach dem Vorbilde des Segelfluges der Vögel sehen. Ein Hilfsmotor von wenigen Pferdekräften Leistung würde dann zum Betrieb eines Flugzeuges zur Ausführung des Einzelfluges in windstiller Luft hinreichen. Dadurch würden die Kosten der Flugwerke außerordentlich herabgedrückt und die Fliegekunst könnte (etwa in Analogie zum Fahrrad) eine sehr weite Verbreitung gewinnen. Die Vorbedingung für die Lösung des Problems des Segelfluges nach Vogelart wäre die Schaffung eines völlig kippsicheren Gleit- bzw. Drachenfliegers, der auch in wirbeligen, böigen Winden Abstürze ausschließen würde. Wir können keinen Beweis dafür erbringen, daß die vorausgesetzte Lösung des Stabilisierungsproblems mit einem allgemeinen Grundgesetze der Mechanik oder Physik im Widerspruche stünde. Es verstößt deshalb auch nicht gegen den Geist wissenschaftlicher Forschung, wenn wir die Versuche zur Lösung des Flugproblems auf der von dem deutschen Forscher Otto Lilienthal gewiesenen Bahn fortsetzen, also den Übergang vom Gleit- zum Segelfluge (mit Hilfsmotor) versuchen. Erst wenn dieses Ziel erreicht ist, wird die Menschheit sich der vollkommensten Lösung des Problems des vogelgleichen Fluges freuen können. Dann erst beginnt das Zeitalter des fliegenden Menschen, in dem die Luftschiffahrt einen neuen Kulturfaktor bilden muß, von dessen Bedeutung wir heute uns noch kaum eine zutreffende Vorstellung machen können.

Digitized by Google

Verdeutschung
einiger in der Luftfahrt oft gebrauchter Fremdwörter,

aufgestellt vom Sprachausschuß des Deutschen Luftfahrerverbandes.

Aerodrom: Flugplatz, Flugfeld.

Aerodynamik: (oft:) Flugwesen, Flug, Fluggesetze, Flugtechnik, Bewegung mit Luftfahrzeugen ohne Gasfüllung, Flugzeugen; s. Aviatik.

Aeromobil: Flugzeug, Kraftflugzeug.

Aeronaut: Luftfahrer; je nachdem: Luftschiffer, Ballonfahrer, Flieger.

Aeronautik: Luftfahrt, umfaßt Luftschiffahrt und Flugwesen. — **Aeronautisch:** luftfahrerisch, luftschifferisch; aeronautische Terminologie: Fachausdrücke für Luftfahrt.

Aeronat: s. Aerostat.

Aeronef: Flugzeug.

Aeroplan: Drachenflieger, Flugdrache, Drache (Einzahl: der Drache besser als der Drachen), Flugzeug, (Flugmaschine).

Aerostat: Ballon (gesprochen wie Baron), Luftballon; die Ballone sind teils Freiballone (ohne Eigenbewegung), teils Kraftballone oder Luftschiffe, auch Lenkballone genannt (mit Eigenbewegung, also lenkbar), vgl. die Übersicht.

Aerostatik: (meist:) Luftschiffahrt (mit gasgetragenen Fahrzeugen).

Aerostation: Luftschiffhafen, Luftschifflandeplatz. — **Aerostationsgesellschaft:** Gesellschaft für Luftverkehr, für Luftfahrt, Luftfahrtgesellschaft. — **Aerostatische Maschine:** Luftschiff, Kraftballon, Lenkballon.

Aileron: Hilfsflügel (eines Drachen) zur Schrägsteuerung (Quersteuerung).

Aktionsradius: Fahrbereich, Reichweite.

Amortisseur: Puffer, Stoßfänger.

Apparat, Flugapparat: Flugzeug.

Atmosphäre Luftmeer, Luft; **atmosphärische Vorgänge:** Vorgänge in der Luft.

Aviatik: Flugwesen, Flug, auch Kunstflug, Flugkunst, Fliegekunst, Fliegerei, das Fliegen. — **Aviatiker:** Flieger, Flugzeugführer, Flugführer, Flugmeister, s. Pilot; Flugbeflissener, Flugtreibender. — **Aviatisches Meeting** s. Meeting.

Ballon: Der Ausdruck ist beibehalten, wird aber deutsch ausgesprochen (wie Baron), Mehrzahl: die Ballone; dafür auch Luftball (Montgolfiere) und Gasball (Charliere), Luftkugel. — **Ballon captif:** Fesselballon. — **Ballondetachement:** Luftschiffertruppe. — **Ballon sonde:** Sondierballon, Stichballon.

Digitized by Google

Ballonett: Luftsack.

Biplan: Zweidecker, Doppeldecker.

Chassis: Tragrahmen, Rahmen, Schlitten, Gestell.

Dirigeable: Luftschiff, Kraftballon, Lenkballon.

Dynamisches Fliegen: Fliegen (mit Fahrzeugen ohne Gasfüllung, Flugzeugen); Gegensatz: Schwimmen (mit gasgetragenen Fahrzeugen). — **Dynamische Steuerung:** Kraftsteuerung, Flossensteuerung.

Garage, Aerogarage: Luftschiffhalle, Ballonhalle; Flugzeugschuppen, Fliegerschuppen.

Gauchissement: Verwindung, Verdrehung (der Hauptflügel eines Drachen) zur Schrägsteuerung (Quersteuerung).

Gyroplan: Schraubenflugzeug, Schraubenflieger; s. Helikoptere.

Hangar: Schuppen, Flugzeugschuppen, Fliegerschuppen.

Helikoptere: Schraubenflugzeug, Schraubenflieger.

Horizontalbewegung: wagrechte Bewegung; **Horizontalströmung:** wagrechte Strömung.

Horse power, HP: Pferdestärke, Pferdekraft, PS.

Hydroplan: Wasserflugzeug.

Kommission: Ausschuß; aeronautische Kommission: Ausschuß für Luftfahrt, für Luftschiffahrt

Konstrukteur: Erbauer; **Konstruktion:** Bau, Bauart.

Monoplan: Eindecker.

Motor (Mehrzahl: Motoren), bildet mit Kühlung und allem Zubehör das Triebwerk. — Motorballon, Motorluftschiff: Luftschiff, Kraftballon, Lenkballon; s. Aerostat. — Motorflugapparat; Kraftflugzeug, Flugdrache, Drache. — Motorpanne, s. Panne

Navigation: (oft:) Führung, Führerkunst (Zeppelin: Kunst, sein Fahrzeug richtig zu führen).

Orientierung: Ortsbestimmung.

Ornithoptere: Schwingenflugzeug (mit Schlagflügeln), Schwingenflieger.

Panne, Motorpanne: Aussetzer, Schaden am Triebwerk, Beschädigung, Störung des Triebwerkes.

Passagier, je nachdem: Fahrgast, Mitfahrer (bei Freiballonen und Luftschiffen), Fluggast, Mitflieger (bei Flugzeugen). — Passagierfahrt: Gastfahrt — Passagierflug: Flug zu zweien, zu dreien usw., zu mehreren, Gastflug. — Passagierluftschiff: Personenluftschiff.

Pilot: Führer, je nachdem: Ballonführer, Luftschiffführer, Flugzeugführer (Flugführer); nach zweiter Prüfung unter erhöhten Ansprüchen: Flugmeister. — Pilotendiplom: Führerzeugnis; bei Flugzeugen: Flugführerzeugnis. — Pilotballon: Richtungsballon, Windweiserballon.

Piste: Flugstreifen (auf Flugplätzen).
Pneumatik: Luftreifen.
Prognose: Wettervoraussage.
Propeller: Triebschraube, Luftschraube, Schraube.
Proviant: Mundvorrat.
Pylon: Gerüst, Pfeiler, Pfosten (Wendepfosten), Eckturm.
Registrierballon: unbemannter Ballon, selbstzeichnender Ballon.
Rekord: Höchstleistung.
Rotationsmotor: Umlaufmotor (mit umlaufendem Zylinder und fester Welle), Gegensatz: fester Motor (mit festem Zylinder).
Reservoir: Behälter, s. Tank.
Stabilität: Gleichgewichtssicherheit, Kippsicherheit; stabil: im sichern Gleichgewicht, kippsicher. — Stabilisierung: Dämpfung, Stätigung, Steuerung, Flugsteuerung. Stabilisierungs- oder Stabilisationsflächen: Dämpfungsflossen oder -wände, (Kopfflossen, Schwanzflossen, Kielflossen).
Start: Abfahrt, Abflug, Aufstieg; Startplatz: Aufstiegplatz, Abflugplatz; Startpylon: Abfluggerüst. — Starten: aufsteigen, abfliegen.
Statisches Fliegen: Schwimmen (mit gasgetragenen Fahrzeugen); Gegensatz: Fliegen (mit Fahrzeugen ohne Gasfüllung, Flugzeugen).
Tank: Behälter (für Benzin, Öl usw.).
Tourenzahl: Umdrehungszahl, Drehzahl, Umlaufzahl.
Triplan: Dreidecker.
Typ: Bauart.
Vehikel, Luftvehikel: Luftfahrzeug.

Druck von B. G. Teubner in Dresden.

Digitized by Google

Professor E. Grimsehl

Direktor der Oberrealschule a. d. Uhlenhorst in Hamburg

Lehrbuch der Physik

Zum Gebrauch beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium

Mit 1091 Figuren, 2 farbigen Tafeln und einem Anhange, enhaltend Tabellen physikalischer Konstanten und Zahlentabellen

[XII u. 1052 S.] gr. 8. 1909. Geh. M. 15.—, geb. M. 16.—
[2. Auflage 1911 unter der Presse]

Das ursprünglich aus dem Unterricht an der Oberrealschule auf der Uhlenhorst in Hamburg hervorgegangene Lehrbuch umfaßt den gesamten Lehrstoff der Physik etwa in dem Umfange, wie er bei den akademischen Vorlesungen über die Experimental-Physik an den Universitäten und den technischen Hochschulen behandelt wird. So kann das Buch dem Studierenden ein guter Führer bei den Vorlesungen sein. Es befähigt aber auch den im Beruf stehenden gebildeten Menschen, sich über die einzelnen Zweige der Physik gründlich zu unterrichten. Die Behandlung ist streng wissenschaftlich, dabei im Aufbau der einzelnen Kapitel methodisch und somit geeignet, beim Studium erkennen zu lassen, auf welchem Wege die abgeleiteten Gesetze gewonnen sind und gewonnen werden können. Im besonderen ist stets streng auf den Unterschied zwischen sicher erkannten Gesetzen und Hypothesen hingewiesen. Bei einigen mathematischen Ableitungen ist von den Hilfsmitteln der Infinitesimalrechnung Gebrauch gemacht; daneben ist vielfach auch die Ableitung ohne Benutzung der Symbols des Differentialquotienten und des Integrals gegeben, damit auch diejenigen, denen diese Symbole nicht geläufig sind, ohne Schwierigkeiten dem Gange der Ableitungen folgen können.

Lehrbuch der Physik

für Realschulen

Mit 389 Figuren u. 1 farbigen Tafel. [VII u. 269 S.] gr. 8. 1911
in Leinwand geb. M. 2.60

Das Buch ist die Frucht einer Unterrichtserfahrung von über 25 Jahren an realistischen Anstalten. Der Umfang des Stoffes ist so bemessen, daß er mit einer guten Schülergeneration vollständig erledigt werden kann. Die Darstellung entspricht den wissenschaftlichen Anforderungen insofern, als die Definitionen und Gesetze streng richtig sind, und daß zwischen den Erfahrungstatsachen und den Hypothesen streng geschieden ist. Die Sprache ist leicht verständlich, so daß sie auch für den noch unreifen Schüler keine Schwierigkeiten bietet. Um den Schüler zu veranlassen, in dem Buche auch zu lesen und nicht nur den aufgegebenen Stoff gedächtnismäßig auswendig zu lernen, ist nicht nur das Skelett des Stoffes in dürren abgerissenen Merksätzen gegeben; sondern in gebundener Redeform ist dargestellt, wie die einzelnen Erkenntnisse auseinander gefolgert werden. Hierdurch ist das Buch für den Schüler zu einem Führer geworden in die physikalische Wissenschaft, der ihn geleiten soll, zu lernen, wie eine sichere Erkenntnis der Naturerscheinungen gewonnen wird.

NSchB 10: Nimführ, Luftschiffahrt.

Digitized by Google

Mathematische Bibliothek

Gemeinverständliche Darstellungen
aus der Elementar-Mathematik für Schule und Leben

Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben von

Dr. W. Lietzmann und **Dr. A. Witting**

Oberlehrer an der Oberrealschule zu Barmen — Professor am Gymnasium zum Heiligen Kreuz zu Dresden

kl. 8. In Heften zu je 64 S. Kart. ca. ℳ —.85

Die Sammlung, die in einzeln käuflichen Heften in zwangloser Folge herausgegeben wird, bezweckt, allen denen, die Interesse an der Mathematik im weitesten Sinne des Wortes haben, es in angenehmer Form zu ermöglichen, sich über das gemeinhin in den Schulen Gebotene hinaus zu belehren und zu unterrichten. Die Bändchen geben also teils eine Vertiefung und eingehendere Bearbeitung solcher elementarer Probleme, die allgemeinere und kulturelle Bedeutung oder besonderes mathematisches Gewicht haben, teils sollen sie Dinge behandeln, die den Leser — ohne zu große Anforderungen an seine mathematischen Kenntnisse zu stellen — in neue Gebiete der Mathematik einführen.

Die bis jetzt in Aussicht genommenen Bände verteilen sich auf 4 Gruppen: 1. eine biographisch-historische, 2. eine für Arithmetik, Algebra und Analysis, 3. eine für Geometrie, 4. eine für angewandte Mathematik.

Die Sammlung beginnt voraussichtlich im Herbst 1911 zu erscheinen.

Unter der Presse sind:

1. E. Löffler, Ziffern und Ziffernsysteme bei den wichtigsten Kulturvölkern der Erde.
2. H. Wieleitner, Die Entwicklung des Zahlbegriffes.
3. W. Lietzmann, Der pythagoreische Lehrsatz mit einem Ausblick auf das Fermatsche Problem.
4. O. Meißner, Wahrscheinlichkeitsrechnung.
5. A. Witting, Infinitesimalrechnung.
6. A. Witting und H. Lohmann, Beispiele zur Geschichte der Mathematik.

Weiter sind zunächst in Aussicht genommen:

H. E. Timerding, Die Fallgesetze.
M. Winkelmann, Der Kreisel.
H. Wieleitner, Elementare Mengenlehre.
M. Zacharias, Geometrie der Lage.
H. Wieleitner, Die 7 Rechnungsarten mit allgemeinen Zahlen.
P. Zühlke, Stereometrische Konstruktion
A. Witting, Abgekürztes Rechnen.
A. Schreiber, Ortsbestimmung auf dem Lande, zur See und in der Luft.
W. Lietzmann, Der Eulersche Polyedersatz.
A. Witting, Graphische Darstellungen.

Digitized by Google

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Dr. K. Kraepelin: Naturstudien

(Mit Zeichnungen von O. Schwindrazheim)

„Wer kennt sie nicht, die unvergleichlichen Naturstudien Kraepelins! Verfasser wendet sich an die heranwachsende Jugend, um in ihr Interesse für die mannigfachen Erscheinungen und Geschehnisse im Garten und draußen in Feld und Wald zu erwecken und sie zu eigener Beobachtung, zu eigener geistiger Arbeit hinzuleiten. Er wählt hierzu den Dialog. Gleich, ob er mit seinen kleinen Naturfreunden über den Regenwurm, über die Wasserverdunstung der Pflanzen, über die Schreckmittel der Tiere, über die Verschiedenheit des Nestbaues oder über Symbiose plaudert, immer führt er ihnen eine Fülle interessanten und anregenden Stoffes vor." (Preußische Schulzeitung.)

Im Hause. Plaudereien in der Dämmerstunde. 4. Auflage. 1910. Geb. M. 3.20.

In den „Naturstudien im Hause" wird das Wasser in allen seinen verschiedenen Formen und Wirkungen in der Natur besprochen, in ähnlicher Weise das Salz und die Steinkohlen, Mineralien und Sand. Zoologische Betrachtungen knüpfen sich an den Kanarienvogel und Goldfisch, an die Stubenfliege und Spinne wie an den treuen Karo an. Zu botanischen Bemerkungen geben die Blattpflanzen wie das Pelargonium Anlaß, auch die kleinsten und „modernsten" Lebewesen, die Pilze und Bakterien, werden nicht vergessen.

Im Garten. Plaudereien am Sonntagnachmittag. 3. Aufl. Geb. M. 3.60.

In diesem Bändchen wird alles, was im Garten an pflanzlichen und tierischen Objekten die Aufmerksamkeit fesselt, in zwangloser Plauderei besprochen: Frühlingspflanzen. — Herbarium. — Regenwürmer. — Einrichtung der Beete. — Küchenkräuter. — Giftpflanzen. — Maikäfer. — Einfluß des Lichtes auf die Tiere. — Leuchtende Tiere. — Saftstrom. — Pfropfen. — Okulieren. — Grasmücke. — Wanderflug. — Pilze des Gartens. — Blattwespen. — Schutzmittel der Tiere. — Unkräuter. — Schutzmittel der Pflanzen gegen Tiere. — Kröten. — Farbenwechsel. — Brutpflege. — Schutzmittel der Pflanzen gegen Wärme, Licht, Regen, Wind. — Blattläuse. — Zier- und Nutzpflanzen. — Züchtung. — Nester und Wespen usw.

In Wald und Feld. Spaziergangs-Plaudereien. 3. Aufl. Geb. M. 3.60.

Dieses Bändchen möchte Interesse für die mannigfachen Erscheinungen und Geschehnisse da draußen „in Wald und Feld" erwecken. Besprochen werden: Laubfall. — Immergrüne Pflanzen. — Wirbeltierleben im Winter. — Rauhfrost. — Flechten. — Lebensgemeinschaften. — Insektenleben im Winter. — Moose. — Anpassung der Pflanzen und Tiere an den Wald. — Gesteine. — Versteinerungen. — Vogelleben im Frühling. — Forstschädlinge. — Forstkultur. — Moor und Sumpf. — Das Tierleben im Süßwasser. — Wasserpflanzen. — Insektenleben im Sommer. — Brutpflege. — Kornfeld. — Fruchtfolge. — Bedeutung des Waldes für das Klima und für die Menschen.

In der Sommerfrische. Reise-Plaudereien. 2. Auflage. Ein Buch für die Jugend. Geb. M. 3.20.

In diesem Werkchen zieht der Verfasser die Naturobjekte und Naturerscheinungen in den Bereich seiner Besprechung, die bei der weitverbreiteten Sitte der Ferienreisen und Sommerfrischen vielen Tausenden von Familien nahetreten, ohne daß dabei der Wunsch nach tieferem Verständnis des Gesehenen befriedigt würde. Es soll somit ein weitgehendes Interesse für die Probleme des Seins und Geschehens in der Zeit erwecken, die gerade der ungebundenen Muße inmitten einer an neuen, ungewohnten Erscheinungen so reichen Umgebung dient, wie sie das Gebirge, das Meer für jeden bietet, der zum erstenmal deren Zauber auf sich wirken läßt.

In fernen Zonen. Ein Buch für die reifere Jugend. Geb. M. 3.60.

Der Verfasser glaubte in einem letzten, abschließenden Bande auch die so andersartige Welt ferner Zonen der Jugend in zwanglosen Plaudereien näher bringen zu sollen. Als Grundlage hierzu dienten ihm, wie dies für eine lebendige Schilderung unerläßlich, die Beobachtungen und Erfahrungen seiner eigenen Reisen, die dann nach Möglichkeit zur Herausarbeitung allgemeiner Gesichtspunkte verwertet wurden.

Volksausgabe. Eine Auswahl aus des Verfassers Naturstudien „im Hause", „im Garten" und „in Wald und Feld". Veranstaltet vom Hamburger Jugendschriften-Ausschuß. 2. Auflage. Geb. M. 1.—

Schmids Schülerbibliothek.

Digitized by Google

Streifzüge durch Wald und Flur.

Von weil. Prof. B. Landsberg. Eine Anleitung zur Beobachtung der heimischen Natur in Monatsbildern. Für Haus und Schule bearbeitet. 4. Auflage. Mit Originalzeichnungen von Frau H. Landsberg. In Leinwand geb. M. 5.—

„Mit großem Geschick weiß der Verfasser durch liebevolle Versenkung in die biologischen Verhältnisse das lebhafteste Interesse für die Pflanzen- und Tierwelt der Heimat zu erregen und den Leser zu selbständigen Beobachtungen anzuleiten, so daß er dem Leben und Treiben in Wald und Feld mit dem Verständnis folgen kann, das die moderne Forschung für die Natur gewonnen hat. Nirgends verfällt der Verfasser in den trockenen Ton langweiligen Dozierens; unausgesetzt bleibt er in lebendigem Zwiegespräch mit dem Leser. Die Fülle des Wissens und der geistigen Anregung, die das Buch darbietet, bleibt so erheblich, daß sich der Leser dem Verfasser lebhaft verpflichtet fühlen wird." (Frankfurter Ztg.)

Naturgeschichte für die Großstadt.

Tiere und Pflanzen der Straßen, Plätze, Anlagen, Gärten und Wohnungen. Für Lehrer und Naturfreunde dargestellt von Lehrer W. Pfalz. Mit Federzeichnungen nach Originalskizzen des Verfassers. In 2 Teilen. In Leinwand geb. je M. 3.—.

„Bei der Lektüre des Buches sieht man erst, wie reich und mannigfaltig auch in der Großstadt dieses Beobachtungsmaterial ist, wieviel Naturobjekte auch hier dem Schüler zur Beobachtung verfügbar sind, wenn er nur die Augen aufmacht. Wenn nun das Buch in erster Linie für die Großstadtkinder geschrieben ist, so könnte man immerhin auch den Stiel umdrehen. Der Kleinstädter und der Landbewohner, deren Gesichtskreis durch den beständigen Verkehr mit den zahllosen Naturobjekten ihrer Umgebung sehr weit ist, kommen leicht in die Lage, daß sie dieselben als etwas Alltägliches beachten. Deshalb wird auch der Landbewohner das vorliegende Buch mit Nutzen zur Hand nehmen und still und verschämt manches daraus lernen, was er bisher ignoriert hat. Das Buch ist durchaus populär, sehr ansprechend und geradezu unterhaltend geschrieben." (Augsburger Postztg.)

Natur-Paradoxe.

Von Dr. C. Schäffer. Ein Buch für die Jugend zur Erklärung von Erscheinungen, die mit der täglichen Erfahrung in Widerspruch zu stehen scheinen. 2., stark umgearbeitete Auflage. Mit 3 Tafeln und 79 Bildern. In Leinwand geb. M. 3.—

„Wie es anzustellen ist, hinter paradoxe Erscheinungen zu kommen, will das hübsche Buch zeigen, dessen Titel oben angegeben ist. Man könnte es eine erste Anleitung zu wissenschaftlichem Forschen nennen. Denn in der Tat versucht es, den jugendlichen Geist zu zwingen, sich nicht bei dem zu beruhigen, was sich ihm auf den ersten Blick kundgibt, sondern sich Rechenschaft zu geben über die kausalen Beziehungen, in denen die Glieder der zur Beobachtung kommenden Reihe von Vorgängen zueinander stehen. Es darf gesagt werden, daß dem Verfasser sein Vorhaben glücklich gelungen ist. . . . Ich brauche nur einige Überschriften, unter denen solche Phänomene dargestellt und analysiert werden, hierher zu setzen, um erkennen zu lassen, welch interessante Dinge der Leser des Buches erfahren wird. Ich meine aber, niemand, der sich frohe und genußreiche Stunden zu bereiten wünscht, sollte an diesem Buche vorbeigehen; es zeigt, wie es anzufangen sei, die große Lehrmeisterin Natur zu bewegen, uns ihre Geheimnisse zu verraten. Die Übersetzung ist einwandfrei. Dem Texte sind gute Bilder und instruktive schematische Zeichnungen beigegeben." (Frankfurter Zeitung.)

Die Pflanzen Deutschlands.

Eine Anleitung zu ihrer Bestimmung. Die höheren Pflanzen. Von weil. Dr. O. Wünsche. 9. Auflage, bearbeitet von J. Abromeit. In Leinwand geb. M. 6.—

„Bei dem Studium der Botanik wird immer die richtige Kenntnis der Pflanzenarten die Grundlage höherer Forschung sowie jeder nutzbaren Anwendung der letzteren bleiben. Wenn man auch in der letzten Zeit der Physiologie und Biologie auf botanischem Gebiete ein größeres Interesse als früher zugewendet hat, wird die Kenntnis der Systematik doch immer noch eine wichtige Rolle spielen. Diese Kenntnisse zu erleichtern und den Anfänger auf möglichst schnelle, sichere und zugleich interessante Weise in das Reich der deutschen Pflanzen einzuführen, ist der Zweck des vorliegenden Buches, welches bereits in neunter Auflage erscheint. Es zeichnet sich durch möglichste Kürze und Genauigkeit, Auswahl augenfälliger, leicht wahrnehmbarer Merkmale zur Begrenzung der einzelnen Familien, Gattungen und Arten, übersichtliche Darstellung dieser Unterscheidungsmerkmale besonders aus. Sicherlich wird auch die neunte Auflage des beliebten und bekannten ‚Wünsche' neue Freunde und Gönner erwerben." (Zentralblatt für Pharmazie und Chemie.)

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Die verbreitetsten Pflanzen Deutschlands.

Ein Übungsbuch für den naturwissenschaftlichen Unterricht. Von weil. Dr. O. Wünsche. 5. Auflage, herausgegeben und bearbeitet von B. Schorler. Mit 459 Umrißzeichnungen. In Leinwand geb. M. 2.60.

„Das Büchlein liegt seit dem Jahre 1893 in fünfter Auflage vor, und das entscheidet ohne weiteres über seine Brauchbarkeit, besonders bei dem reichlichen Vorhandensein botanischer Bestimmungsbücher. Auch der Name des früheren Autors O. Wünsche ist ihm eine treffliche Empfehlung. Die Auswahl der Pflanzen ist überall eine durchaus sachgemäße, und die Anzahl der aufgenommenen Arten so reichlich, daß das Buch dem Anfänger gewiß längere Zeit ein guter Führer sein wird. Recht praktisch sind am Schluß des Buches Tabellen zum Bestimmen der Holzgewächse nach dem Laube. — Das auch äußerlich schmucke Büchlein sei bestens empfohlen." (Apotheker-Zeitung.)

Unsere Pflanzen.

Ihre Namenserklärung und ihre Stellung in der Mythologie und im Volksaberglauben. Von Dr. Franz Söhns. 4. Auflage. Mit Buchschmuck von J. V. Cissarz. In Leinwand geb. M. 3.—

„Das in vierter Auflage vorliegende Buch geht den Namen unserer deutschen Pflanzen nach; nicht bloß den versteinerten der Wissenschaft, sondern auch den lebendigen des Volkes, und es ist höchst überraschend, zu erfahren, was da oft für hübsche Geschichten, Vorstellungen, Beziehungen hinter Namen zum Vorschein kommen, die, wie Alraun, Beifuß, Beinwurz, Büngelkraut, Hauhechel, Kellerhals, Unserer lieben Frauen Bettstroh und hundert andere, so oft gedankenlos genannt und — was besonders zu beklagen — gedankenlos auch der lernbegierigen Jugend überliefert werden. All das reiche Leben unserer Altvordern, das sich auf die Pflanzenwelt projiziert und in der Mythologie der Volksmedizin, dem Volksaberglauben, der Pflanzensymbolik einen Ausdruck geschaffen hat, geht also dem Pflanzenfreund verloren. Und doch sind diese Dinge ebenso wissenswert wie die biologischen und systematischen Belehrungen der Botanik. Es war also höchst dankenswert, daß der Verfasser unseres Buches sich eingehend mit diesem Artikel beschäftigt hat, und es ist erfreulich, daß sein vortreffliches und liebenswürdiges Buch auch schon in vierter Auflage vorliegt." (Die Propyläen.)

Blütengeheimnisse.

Eine Blütenbiologie in Einzelbildern von Prof. Dr. G. Morgitzky. Mit 47 Abbildungen, Buchschmuck von J. V. Cissarz und einer farbigen Tafel von P. Flanderky. 2., vermehrte Auflage. In Leinwand geb. M. 3.—

„Ein vortreffliches und reizend illustriertes kleines Buch, das allen Freunden der Pflanzenwelt willkommen sein wird. Verfasser gibt in anregender populärer Form tiefen Einblick in die vielgestaltigen Beziehungen, die das geheimnisvolle Triebwerk des organischen Lebens mit den Verhältnissen der Außenwelt verknüpfen." (Gaea.)

„Die Darstellung ist lebendig und klar; die jeder Art beigegebenen schematischen Abbildungen von Blütenumrissen und -durchschnitten tragen wesentlich zur Erleichterung des Verständnisses bei. Es muß besonders hervorgehoben werden, daß auf den sprachlichen Ausdruck die größte Sorgfalt verwendet worden ist. Das Werk ist in seiner jetzigen Gestalt sehr brauchbar und kann allen, die sich mit Blütenbiologie beschäftigen wollen, bestens empfohlen werden. Das Büchlein eignet sich zu Schulprämien und als Geschenk für die reifere Jugend." (Naturwissenschaftliche Rundschau.)

Exkursionsflora in Nord- und Mitteldeutschland.

Ein Taschenbuch zum Bestimmen der im Gebiete einheimischen und häufiger kultivierten Gefäßpflanzen für Schüler und Laien von Prof. Dr. K. Kraepelin. 7., verbesserte Auflage. Mit 616 Holzschnitten. In Leinwand geb. M. 4.50.

„Während der letzten Sommerferien habe ich auf meinen zahlreichen Sammelausflügen nach diesem Buche bestimmt und kann es wohl aussprechen, daß keine der mir bekannten Floren bei dem gleichen geringen Umfang ein so sicheres Auffinden der Pflanzen ermöglicht. Die Holzschnitte, welche in klarer Einfachheit zumeist kritische Formen von Blatt- und Blütenteilen darstellen, sind meisterlich ausgewählt, um den Suchenden zu unterstützen. Ich kann diese handliche Flora jedem Kollegen, der sich eine gute Kenntnis der heimischen Pflanzenwelt erwerben will, aufs wärmste empfehlen." (Sächsische Schulzeitung.)

Digitized by Google

Einführung in die Biologie

zum Gebrauch an höheren Schulen und zum Selbstunterricht. Von Prof. Dr. K. Kraepelin. 2., verbesserte und erweiterte Auflage. Mit 311 Abbildungen, 5 mehrfarbigen Tafeln und 2 Karten. In Leinwand geb. M. 4.—

„Gerade dieses Buch zeigt, von welch unschätzbarer Bedeutung die Biologie nicht nur für unsere allgemeine Bildung, sondern auch für unsere ganze Weltauffassung ist; es ist geradezu ein Kompendium der allgemeinen Biologie. Auch der Schüler wird, wie überhaupt jeder Gebildete, durch das Lesen desselben wohl das erstrebte allgemeine Verständnis erlangen, selbst wenn nur ein Teil der angeführten Tatsachen ihm im Gedächtnis haften bleibt. Das Buch füllt tatsächlich eine Lücke aus und sollte in der Bibliothek niemandes fehlen, der in der Naturwissenschaft die Grundlage unserer heutigen Bildung sieht."

(Die Umschau.)

„Auf verhältnismäßig engem Raum ist ein weitschichtiger Stoff mit souveräner Beherrschung unter Beschränkung auf das Wesentliche knapp vorgeführt. Jeder wird in diesem Buche mit hohem Genuß und Nutzen lesen und zugeben müssen, daß hier in der Tat ein Schatz kostbarer Gedanken übersichtlich ausgebreitet liegt, von dem der Gebildete mehr, als es heute der Fall zu sein pflegt, mit ins Leben hinausnehmen müßte...."

(Deutsche Literatur-Zeitung.)

Biologisches Praktikum für höhere Schulen.

Von Dr. B. Schmid. Mit 75 Abbildungen und 9 Tafeln. Steif geh. M. 2.—, in Leinwand geb. M. 2.50.

„Die gewählten Versuche, welche durch musterhafte Abbildungen, zum Teil den besten wissenschaftlichen Werken entnommen, zum Teil Originale, ergänzt werden, sind sehr sorgfältig und zweckmäßig ausgesucht. Besonders zu rühmen sind die dem Werke beigefügten anatomischen Tafeln. Charakteristische und typische Versuche mit gebührender Berücksichtigung leicht zu beschaffenden Beobachtungsmaterials sind bevorzugt. Daß das Buch überall auf die Ergänzung durch den theoretischen Unterricht hinweist und sich vor Extremen hütet, gereicht ihm zum Vorzug. Hoffen wir, daß durch diesen bedeutsamen Beitrag zur Reform des biologischen Schulunterrichts mancher Gebildete auch noch der Schulzeit in seinen Mußestunden veranlaßt wird, immer von neuem das Buch der Natur aufzuschlagen."

(Himmel und Erde.)

Biologisches Skizzenbuch für die Adria.

Von Dr. A. Steuer. Mit 80 Abbildungen und Buchschmuck vom Verfasser. In Leinwand geb. M. 2.—

„...Unendliche Sehnsucht und Liebe, ein feines Verständnis zur südlichen Natur, gebaren da ein Büchlein, das auch beim flüchtigen Durchlesen fesselt. — Ernsteste, moderne Naturerkenntnis und Humor, bodenständiges Erkennen der eigenartigen Zusammenhänge der Triester marinen Fauna und Flora und vor allem auch der Verbindung mit dem Leben, dem Menschen selbst, gaben dies Werkchen. Es ist nicht wie ein trockener Katalog, der uns die Formen der Lagunen, Salinen, der Felsscoglien, des Hafens und des offenen Meeres aufzählt, wie ein feinsinniger Begleiter, der beobachten läßt, uns unmerkbar führt und durch geistreiche Bemerkungen und sachliche Erklärung uns die große Einheit des Lebens im Meere an dem Beispiel der schönen Ecke der Adria um das herrschende Triest zeigt. Der Inhalt des Buches ist außerordentlich reich, und echt moderne, wissenschaftliche, doch populäre Schreibweise zeichnet es aus...."

(Zeitschrift für Schul-Geographie.)

Botanisch-Geologische Spaziergänge in die Umgebung von Berlin.

Von Dr. W. Gothan. Mit 23 Figuren. Geh. M. 1.80, in Leinwand geb. M. 2.40.

„Der Verfasser wendet sich mit seinen Ausführungen an Naturfreunde, die sich nicht mit der Freude an der Pflanzenwelt begnügen, sondern auch noch tiefer dringen wollen in die Erkenntnis der Natur, die Gründe erfassen möchten, die bei Bildung der Pflanzenformen mitwirken. Das Büchlein sei namentlich ernster denkender Jugend empfohlen."

(Norddeutsche Allgemeine Zeitung.)

„Das Buch wird demjenigen, der bisher in geologischer und botanischer Beziehung keine Anregung erfahren, gewiß vieles eröffnen, und ist jedem zu empfehlen, der in diese Gebiete hineinkommen möchte, oder überhaupt ein Interesse an der Natur hat. Jedenfalls wird man aus der vorliegenden populären Schrift einen unendlich größeren Gewinn schöpfen, als aus jenen, stilistisch vielleicht höher stehenden, langschweifigen Erörterungen vieler Popularisator."

(Naturwissenschaftliche Wochenschrift.)

Kreuz und quer durch den Haushalt.

Von Dr. P. Wildfeuer. Naturkundliche Streifzüge für Lehrer, Hausfrauen und die reifere Jugend. Gemeinfaßlich dargestellt. In Leinwand geb. M. 2.50.

„... Das Buch zeigt, welche Fülle von unterrichtlich wertvollen Stoffen aus den Gebieten der Physik, Chemie und Hygiene hier gehoben werden können von dem, der den rechten Blick dafür hat und dem das ausreichende, wissenschaftliche Verständnis dafür zur Verfügung steht. Nach dieser Richtung hin dem Lehrer als Führer zu dienen, ist das Buch Wildfeuers in der Tat ganz vortrefflich geeignet. Ein reichhaltiges Material ist darin zusammengetragen, und in sehr geschickter Weise wird die wissenschaftliche Grundlage der Dinge dargelegt, wobei gleichzeitig zahlreiche interessante kulturgeschichtliche Seitenblicke mit erfolgen. Außer den guten Diensten, die das Buch der Schule leisten kann, ist es aber durch seine einfache und dabei ansprechend gehaltene Darstellung auch noch für anderweite Verwendung als treffliches Bildungsmittel geschickt." (Leipziger Lehrerzeitung.)

Der kleine Geometer.

Von Dr. G. C. und Dr. W. H. Young. Deutsch von S. und F. Bernstein. Mit 127 Figuren und 3 bunten Tafeln. In Leinwand geb. M. 3.—

„Wenn man jetzt bemüht ist, die natürlichen Interessen des Kindes zu verstehen und zu lenken, so kommt die vorliegende Arbeit diesem Bestreben mit großem Geschick entgegen. Für die wissenschaftliche Fundierung bürgt die Mitarbeit eines langjährigen Examinators, während die Verfasserin eine Mutter ist, die das Buch für ihr eigenes Kind schrieb. Mit Recht wird an der Darstellung die natürliche Frische, Klarheit und Anschaulichkeit des englischen Stils gerühmt. Körperliche Modelle und kindliche Selbsttätigkeit sind die Ausgangspunkte. Die in vielen Kindergärten übliche Tätigkeit des Papierfaltens wird hier im Interesse mathematischer Bildung ausgenutzt."
(Wissenschaftliche Beilage zur Leipziger Zeitung.)

Das Feuerzeug.

Von Ch. M. Tidy. Drei Vorträge vor jugendlichen Zuhörern. Nach dem englischen Original bearbeitet von P. Pfannenschmidt. Mit 40 Figuren. In Leinwand gebunden M. 2.—

„Daß es dem Verfasser gelungen ist, jugendlichen Lesern von der geistigen Reife unserer Quartaner und Tertianer chemische und physikalische Erscheinungen ohne Vorkenntnisse klarzumachen, ist nicht das, was für das Buch charakteristisch ist, sondern daß es schlicht, einfach und spannend von scheinbar kleinen Dingen redet, hinter denen der große Hintergrund wirkungsvoll hervorleuchtet. Die Behandlung des Stoffes ist so mustergültig, daß mancher Lehrer der Naturwissenschaften und viele Eltern, welche ihre Kinder das sie umgebende Buch der Natur lesen lehren wollen, wichtige Belehrungen dem Buche entnehmen können. Als Weihnachtsgeschenk ist das Buch wärmstens zu empfehlen." (Himmel und Erde.)

Philosophisches Lesebuch.

Von Dr. Bastian Schmid. Zum Gebrauch an höheren Schulen und zum Selbststudium. In Leinwand geb. M. 2.60.

Der Verfasser hat mit diesem Hilfsmittel für den philosophischen Unterricht eine seit Jahren gehegte Idee verwirklicht und glaubt durch die Wahl der Themen das Interesse der Jugend berücksichtigt zu haben. Zunächst ist das Buch für die Hand des Lehrers gedacht; doch hat der Verfasser es so zu gestalten gesucht, daß es da, wo man dem Fach größere Zugeständnisse macht, auch für den Schüler geeignet sein dürfte. Es war sein Bestreben, die Stoffauswahl möglichst vielseitig zu gestalten, entsprechend der Mannigfaltigkeit der Probleme und der im Unterricht auftauchenden Fragen. Soweit es irgend möglich war, wurde die Auswahl so getroffen, daß die einzelnen Abschnitte einen gewissen Zusammenhang zeigen. Von historischen Themen konnte nicht abgesehen werden, wenigstens soll der Leser eine Ahnung von dem Werden der Idee bekommen. Mitunter handelt es sich auch um Kapitel, die nicht direkt philosophischen Inhaltes sind, dafür aber reichliche Gelegenheit und Anknüpfungspunkte zu philosophischen Erörterungen geben. An schwierigen Stellen wurden Erläuterungen angebracht und, wenn es die Wahrung des Zusammenhanges notwendig machte, erläuternde Übergangsstücke eingefügt.

Digitized by Google

Dr. Oskar Dähnhardt:

Deutsches Märchenbuch. 2 Bände. (Bd. I in 2. Auflage.) Mit Abbild. von E. Kutthan. Geb. je M. 2.20.

„Eine ganz vorzügliche, reiche Auswahl aus der gesamten deutschen Märchenliteratur unter pietätvoller Wahrung des Charakters echter Volksdichtung; ein würdiges Seitenstück der Grimmschen Sammlung. Für die gleiche Vorzüglichkeit der Bilder bürgt der Name des Künstlers. Den Wert und die Beliebtheit des Buches zeigt die notwendig gewordene neue Auflage." (Jugendluft.)

Heimatklänge aus deutschen Gauen. 3 Bde. (Bd. I in 2. Aufl. Gebunden je M. 2.60.

„Ein ausgezeichneter Kenner der deutschen Dialektdichtung, ein kühner Tiefseeforscher im deutschen Volksgemüte, ein warmherziger Pädagoge, der seinen Jungen die öde Schulstube zur behaglichen Stätte traulichster Zwiesprache und echtester Märchenstimmung umzuschaffen versteht, macht hier den überaus gut gelungenen Versuch, Schülern und Lehrern eine Auswahl des Besten vorzulegen, was die heimische Dialektdichtung in Vers und Prosa darbietet." (A. Sauer im Euphorion.)

Schwänke aus aller Welt. Mit 52 Abbildungen nach Zeichnungen von A. Kolb. Geb. M. 3.—

„Das Büchlein ist eine herzerfreuende Lektüre, herzerquickend auch für die Alten, die sich den jugendfrischen Sinn für unverkünstelte Volkstümlichkeit bewahrt und an harmlosem Scherz ihre Freude haben; die flotten Bilder passen prächtig zu dem heiteren Inhalte." (Zeitschrift für das Gymnasialwesen.)

Naturgeschichtliche Volksmärchen. 3. Auflage in 2 Bänden. Mit Bildern von O. Schwindrazheim. Gebunden je M. 2.40.

„Dähnhardt hat die Sagen- und Märchenwelt aller Länder durchwandert und so viel des Schätzbaren mit heimgeschleppt, daß sich die deutschen Kleinen, auch die Großen noch, daran selig lesen können. Ist man am Ende angelangt, so freut man sich der alles erklärenden und alles verklärenden Einbildungskraft des Menschen, die gleich Salomon zu reden weiß vom Ysop, der an der Mauer wächst, bis zur Zeder auf dem Libanon. Wer mit feinerem Ohre hinhorcht, dem wird das einem jeden Volke Eigentümliche bei dessen Naturverstehen nicht entgehen. Das ist nicht der geringste Reiz an dieser einzigartigen Sammlung." (Literarische Beilage zur Augsburger Postzeitung.)

Professor E. Falch:

Das Nibelungenlied. Dem deutschen Volke erzählt. Mit Titelbild. Gebunden M. 1.20.

Deutsche Göttergeschichte. Der Jugend erzählt. 3. Auflage. Mit Titelbild. Gebunden M. 1.20.

Die Sage von den Wölsungen und Niflungen. Der Jugend erzählt. Mit Titelbild. Gebunden M. 1.20.

„... Eine vornehme und dabei doch volkstümliche Sprache, die jedermann verständlich ist, ein feiner dramatischer Aufbau, der keine Hauptsache übersieht und an den Nebenbedingungen vorübergeht, die möglichste Ausnutzung des Dialoges, den das Volk liebt, ist er doch der unverdorbene Kinderton der Volkssprache: das sind die Vorzüge, die Falchs Erzählungen auszeichnen." (Preußische Lehrerzeitung.)

Deutsche Götter- und Heldensagen. Von Direktor Dr. H. Lange. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 12 Originallithographien von R. Engels. In Leinwand geb. M. 6.—. Auch getrennt in 3 Teilen geb. je M. 2.40.

„... Es ist ein prächtiges Buch, das nicht nur ‚schlicht und treu den Inhalt der besten Quellen widerzuspiegeln strebt', sondern auch die Ergebnisse der neueren Forschung verwertet. Ein trefflicher Führer durch die deutsche Sagenwelt."
(Verzeichnis empfehlenswerter Jugendschriften.)

Deutsche Heldensagen. Von K. H. Keck. 2. Auflage von Dr. B. Busse. Mit Künstler-Steinzeichnungen von R. Engels. 2 Bände. Geb. je M. 3.—. I. Band: Gudrun und Nibelungen. II. Band: Dietrich von Bern.

Google

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Tierbau und Tierleben

in ihrem Zusammenhang betrachtet

von

Dr. R. Hesse und **Dr. f. Doflein**

Professor an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Berlin

Professor a. d. Universität u. 11. Direktor der Zoolog. Staatssammlung München

2 Bände. Lex.-8. Mit Abbildungen und Tafeln in Schwarz-, Bunt- und Lichtdruck nach Originalen von H. Genter, M. Hoepfel, E. L. Hoeß, E. Kißling, W. Kuhnert, C. Merculiano, L. Müller-Mainz, O. Vollrath und den Verfassern.

Geschmackvoll gebunden in **Original-Ganzleinen** je M. 20.—
in **Original-Halbfranz** je M. 22.—

I. Band: **Der Tierkörper als selbständiger Organismus.** Von R. Hesse. Mit 480 Abbildungen und 15 Tafeln. [XVII u. 789 S.] 1910.

II. Band: **Das Tier als Glied des Naturganzen.** Von F. Doflein. [Erscheint im Herbst 1911.]

Aus der gewaltigen Fülle naturwissenschaftlicher Schriften und Bücher, hervorgerufen durch das in immer weitere Kreise dringende Verlangen nach naturwissenschaftlicher und hauptsächlich biologischer Erkenntnis, ragt das Werk von Hesse und Doflein in mehr als einer Beziehung hervor. Sich nicht auf eine Beschreibung der einzelnen Tiere beschränkend, sondern in meisterhafter Weise das Typische, allen Lebewesen Gemeinsame herausgreifend, schildert es auf Grund der modernsten Forschungsergebnisse die tierische Organisation und Lebensweise, die Entwicklungs-, Fortpflanzungs- und Vererbungsgesetze, die Abhängigkeit der einzelnen Teile vom Gesamtorganismus und wiederum deren Einfluß auf das Ganze, kurz, alle die Fragen, die heute den Forscher wie den interessierten Laien bewegen. Dabei vereinigt das Werk mit unbedingter wissenschaftlicher Zuverlässigkeit eine seltene Klarheit der Sprache, die eine Lektüre desselben für jeden Gebildeten zu einem Genuß gestaltet. Eine große Anzahl künstlerischer Bilder und Tafeln, von ersten Künstlern besonders für das Werk hergestellt, unterstützt den Text, so daß die innere wie äußere Ausstattung als hervorragend bezeichnet werden muß.

„Das Werk steht in der gesamten biologischen Literatur einzig da. Der Verfasser hat es verstanden, die an Umfang gewaltige Materie zu einem wohlgeordneten, leicht verständlichen Ganzen zusammenzufassen, an dessen Lektüre sich jeder heranwagen darf, der über ein gutes Schulwissen einer höheren Lehranstalt verfügt. Die Meisterschaft in der Darstellungsweise des Verfassers zeigt sich nicht nur in der überzeugenden Klarheit, sondern vor allem in der Wahrung großer Gesichtspunkte, die überall lebhaft in den Vordergrund treten. Alles Bedeutsame, was die moderne Zoologie an Forschungsergebnissen in der Anatomie der Bildungsgeschichte, der reinen Biologie zu verzeichnen hat, ist in ausreichender Weise berücksichtigt. Das Bildermaterial verdient gleichfalls unbedingte Anerkennung. Vornehmlich den Lehrern der Biologie sei das Werk empfohlen." (**Monatsschrift für den elementaren naturwissenschaftlichen Unterricht.**)

„... Der großen Schar von Freunden der Biologie sei dieses Buch aufs wärmste empfohlen. Hesse, der selbst ein namhafter Forscher auf dem Gebiete der Sinnesorgane ist, hat allen äußeren Aufputz verschmäht und trägt schlicht und sachlich das vor, was er zu sagen hat. Der Kundige sieht aber überall die enorme Arbeit, die in dem Buche steckt und freut sich vor allem über das erfolgreiche Bemühen, dem Leser nur das wirklich zum sicheren Besitz der Wissenschaft Gewordene vorzutragen. Mit Staunen wird der Fernerstehende inne werden, wieviel Positives schon bereits in diesem Teil der Biologie geleistet worden ist. ... Ich zweifle nicht daran, daß das Studium des Buches dem ernsthaften Leser den gleichen Genuß bieten wird, den der Verfasser nach seinem eigenen Geständnis bei der Ausarbeitung dieses anziehenden Stoffes gehabt hat." (**Schlesische Ztg.**)

Digitized by Google

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Aus Natur und Geisteswelt

Jeder Band geheftet M. 1.–, in Leinwand gebunden M. 1.25

Zur **Naturwissenschaft** erschienen unter anderen:

Die großen Physiker und ihre Leistungen: Prof. Dr. F. A. Schulze. (Bd. 324.)
Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre: Prof. Dr. F. Auerbach. (Bd. 40.)
Die Lehre von der Energie: A. Stein. (Bd. 257.)
Moleküle, Atome, Weltäther: Prof. Dr. G. Mie. (Bd. 58.)
Der Bau des Weltalls: Prof. Dr. J. Scheiner. (Bd. 24.)
Die Entstehung der Welt und der Erde nach Sage und Wissenschaft: Geh. Reg.-Rat Prof. B. Weinstein. (Bd. 223.)
Das astronomische Weltbild im Wandel der Zeit: Prof. Dr. S. Oppenheim. (Bd. 110.)
Der Mond: Prof. Dr. J. Franz. (Bd. 90.)
Die Planeten: Prof. Dr. Ed. Peter. (Bd. 240.)
Der Kalender: Prof. Dr. W. F. Wislicenus. (Bd. 69.)
Spektroskopie: Dr. L. Grebe. (Bd. 284.)
Das Licht und die Farben: Prof. Dr. L. Graetz. (Bd. 17.)
Sichtbare und unsichtbare Strahlen: Prof. Dr. Richard Börnstein und Prof. Dr. Willy Marckwald. (Bd. 64.)
Die optischen Instrumente: Dr. M. v. Rohr. (Bd. 88.)
Das Mikroskop: Dr. W. Scheffer. (Bd. 35.)
Das Stereoskop: Prof. Th. Hartwig. (Bd. 135.)
Luft, Wasser, Licht und Wärme: Prof. Dr. R. Blochmann. (Bd. 5.)
Die Lehre von der Wärme: Prof. Dr. R. Börnstein. (Bd. 172.)
Einführung i. d. chem. Wissenschaft: Prof. Dr. W. Löb. (Bd. 264.)
Die Tierwelt des Mikroskops (Urtiere): Privatdozent Dr. R. Goldschmidt. (Bd. 160.)
Die Pflanzenwelt des Mikroskops: E. Reukauf. (Bd. 181.)
Die Erscheinungen des Lebens: Privatdozent Dr. H. Miehe. (Bd. 130.)
Experimentelle Biologie: Dr. C. Thesing (Bd. 336/37.)
Die fleischfressenden Pflanzen: Prof. Dr. A. Wagner. (Bd. 344.)

—— Illustrierter Katalog postfrei vom Verlag ——

Digitized by Google

NOV 6 1911

Digitized by Google

One copy del. to Cat. Div.

NOV 6 1911

LIBRARY OF CONGRESS
0 013 505 533 5

Digitized by Google